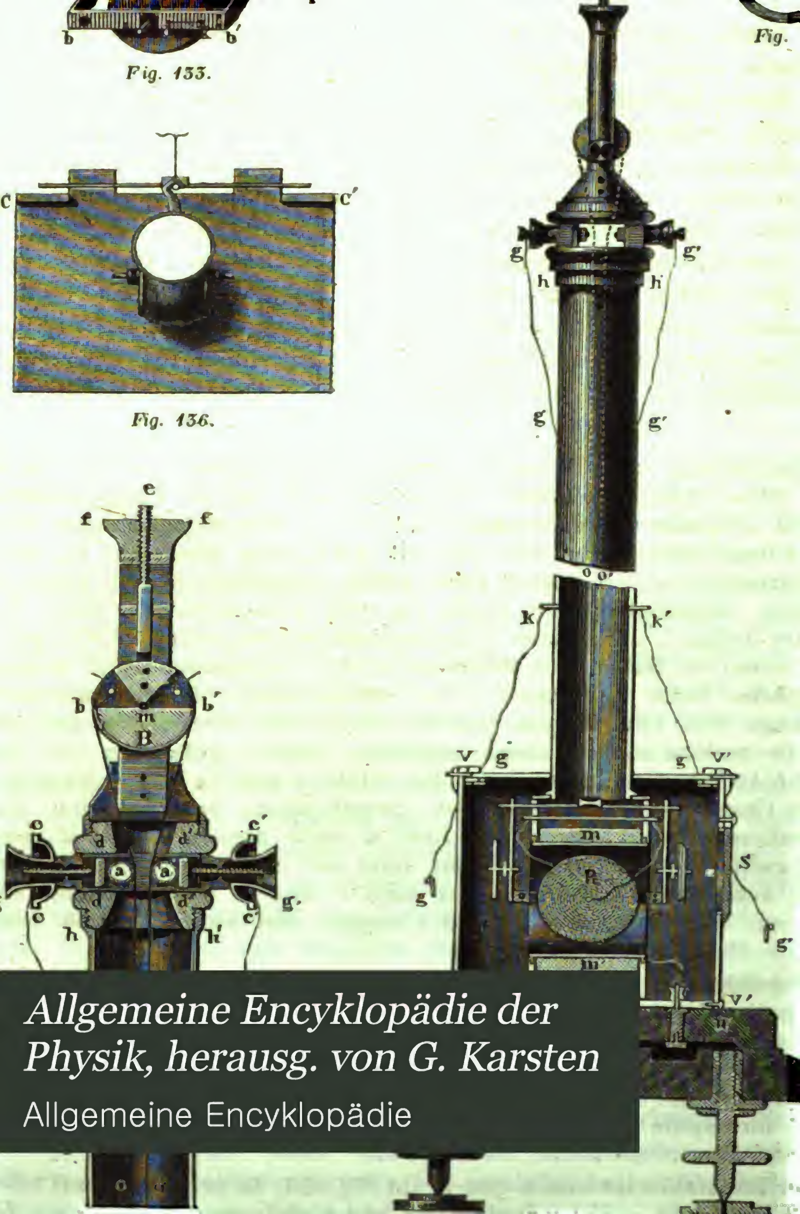
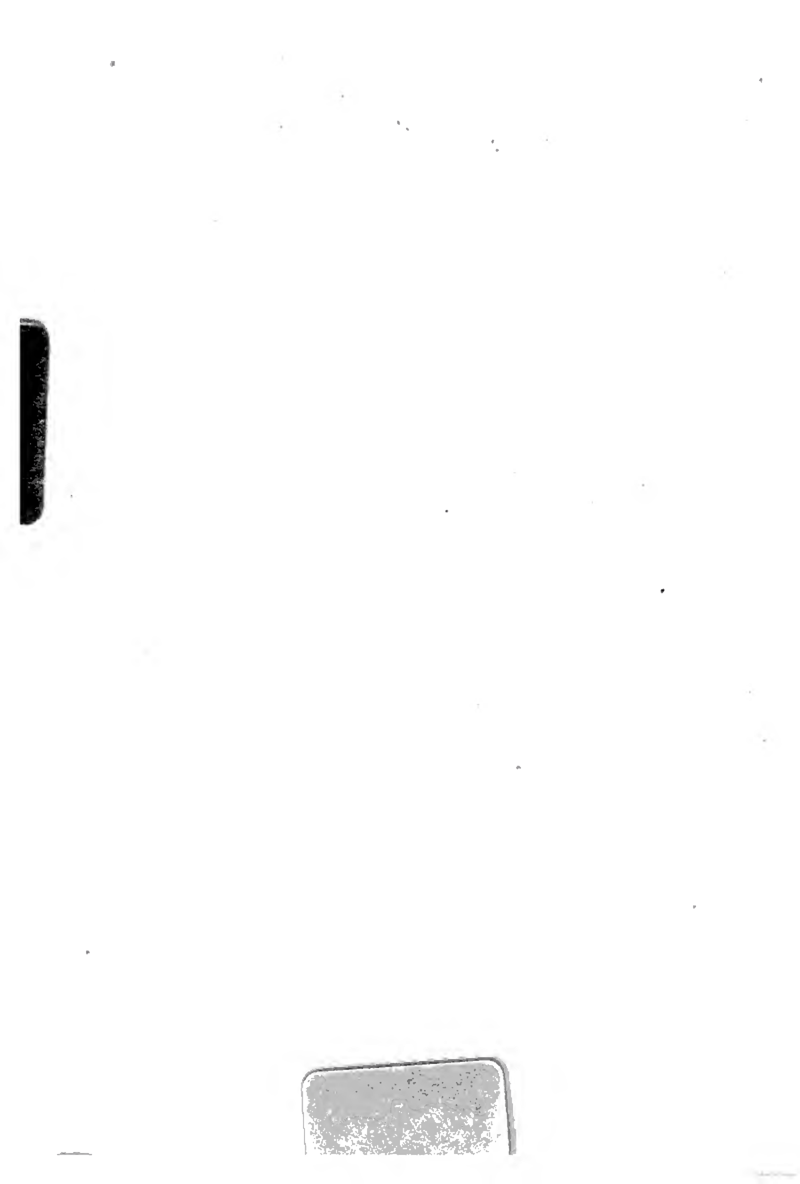
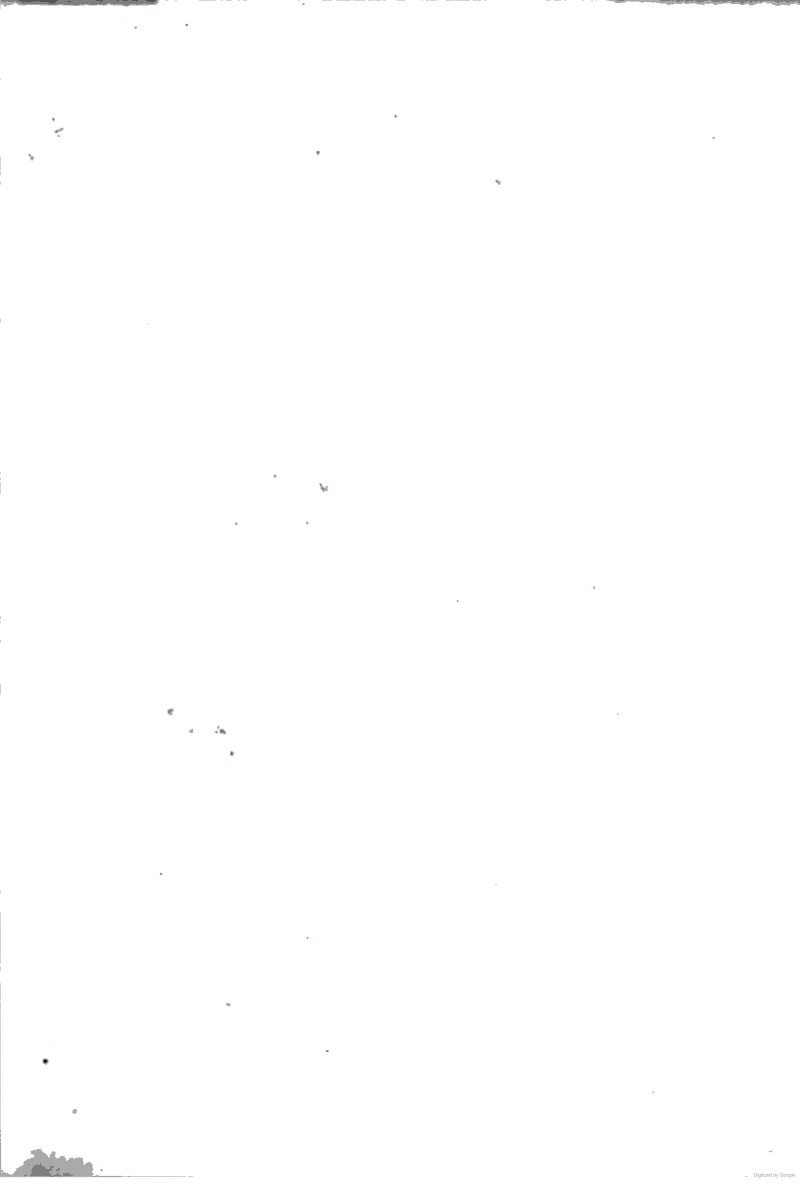

Fig. 133.
Fig. 136.
Fig.
Allgemeine Encyklopädie der Physik, herausg. von G. Karsten
Allgemeine Encyklopädie





ALLGEMEINE

ENCYKLOPÄDIE DER PHYSIK.

BEARBEITET

VON

P. W. BRIX, G. DECHER, F. C. O. VON FEILITZSCH, F. GRASHOF, F. HARMS, H. HELMHOLTZ, G. KARSTEN, H. KARSTEN, C. KUHN, J. LAMONT, J. PFEIFFER, E. E. SCHMID, F. SCHULZ, L. SEIDEL, G. WEYER, W. WUNDT.

HERAUSGEGEBEN

VON

GUSTAV KARSTEN.

XIX. BAND.

LEHRE VOM GALVANISCHEN STROME.

LEIPZIG,

LEOPOLD VOSS.

1865.

DIE LEHRE

VON DEN

FERNEWIRKUNGEN DES GALVANISCHEN STROMES.

ELEKTROMAGNETISMUS, ELEKTRODYNAMIK, INDUCTION UND DIAMAGNETISMUS.

BEARBEITET

VON

DR. FRH. V. FEILITZSCH,

PROFESSOR DER PHYSIK IN GREIFSWALD.

MIT 419 IN DEN TEXT EINGEDRUCKTEN HOLZSCHNITTEN UND 3 KUPFERTAFELN.

LEIPZIG,
LEOPOLD VOSS.
1865.

Inhaltsverzeichniss.

Seite

Erster Abschnitt.

Wirkung des galvanischen Stromes auf die Magnetnadel.

Zweiter Abschnitt.

Erregung von Polarität in magnetisirungsfähigen Substanzen durch den galvanischen Strom, Elektromagnetische Scheidungskraft.

Seite

Dritter Abschnitt.

Wechselwirkung galvanischer Stromleiter (Elektrodynamik).

Vierter Abschnitt.

Continuirliche Rotationen und Verhalten der Ströme zum Erdmagnetismus.

Fünfter Abschnitt.

Erregung von Strömen durch Ströme und Magnetismus. Induction.

Sechster Abschnitt.

Magnetismus, eine allgemeine Eigenschaft der Substanz.

Siebenter Abschnitt.

Theorien.

Abkürzungen.

In den Citaten sind die folgenden Abkürzungen gewählt worden:

Von zwei nacheinander hinter dem Titel einer Zeitschrift geschriebenen und nicht eingeklammerten Zahlen bedeutet die erste den Band, die zweite die Seite. Sind Irrungen möglich, dann sind die Bände durch B. oder V., die Seiten durch S. oder p. bezeichnet.

Die Jahreszahlen der Bände oder die Daten der Abhandlungen sind durch die Zahlen in runden (...) Klammern angefügt.

Die verschiedenen Bändereihen einiger Zeitschriften sind durch die Zahlen oder Abkürzungen in eckigen [...] Klammern zwischen dem Titel und der Bandzahl angeführt.

Die Titel der am häufigsten vorkommenden Zeitschriften wurden in folgender Weise citirt:

Gilb. Ann. — Annalen der Physik, herausgegeben von Gilbert.
Pogg. Ann. — Annalen der Physik und Chemie, herausgegeben von Poggendorff.
Schweigg. Journ. — Journal für Chemie und Physik, herausgegeben von Schweigger u. A.
Gehler's ph. W. n. B. — Gehler's physikalisches Wörterbuch, neue Bearbeitung.
Dove Rep. d Ph. — Repertorium der Physik, herausgegeben von Dove u. A. Berlin.
Liebig's Ann. d. Ch. — Annalen der Chemie und Pharmacie von Liebig u. A.
Dingler's polytechn. Journ. — Polytechnisches Journal, herausgegeben von Dingler.
Leipziger Verhandlungen. — Berichte über die Verhandlungen der königlich sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften zu Leipzig.
Berliner Monatsberichte. — Bericht über die zur Bekanntmachung geeigneten Verhandlungen der königlich preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin.
Berliner Berichte. — Die Fortschritte der Physik im Jahre ...., dargestellt von der physikalischen Gesellschaft zu Berlin.
Kopp und Liebig Jahresbericht. — Jahresbericht über die Fortschritte der reinen, pharmaceutischen und technischen Chemie, Physik, Mineralogie und Geologie, herausgegeben von Kopp und Liebig.
Gauss und Weber Resultate. — Resultate aus den Beobachtungen des magnetischen Vereins, herausgegeben von Gauss und Weber. Leipzig.
Ann. de chim. — Annales de chimie, ou recueil de mémoires concernant la chimie et les arts qui en dépendent, par Morveau, Lavoisier *etc.*
Ann. de chim. et de ph. — Annales de chimie et de physique par Gay-Lussac *etc.*
Mém. de l'Acad. de Paris. — Mémoires de l'Académie des sciences de l'Institut de France. Paris.
Comptes rend. — Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences de Paris.
L'Inst. — L'Institut, journal universel des sciences et des sociétés savantes en France et à l'etranger. Ière section, Sciences mathématiques, physiques et naturelles.
Bibl. univ. — Bibliothèque universelle de Genève (et revue Suisse). Genève.

Arch. d. sc. ph. et nat. — *Archives des sciences physiques et naturelles (dép. de la Bibliothèque universelle de Genève).*

Arch. de l'électr. — *Archives de l'électricité par* A. DE LA RIVE. *Supplément à la Bibliothèque universelle de Genève.* Paris.

Ampère Recueil etc. — *Recueil d'observations électrodynamiques, contenant divers mémoires, notions etc. par* AMPÈRE. Paris 1822.

Ampère Théorie. — *Théorie des phénomènes électrodynamiques uniquement déduite de l'expérience par* AMPÈRE. Paris 1826. — Oder: *Mémoire sur la théorie mathématique des phénomènes électrodynamiques. Mém. de l'Acad. de Paris* 6. 175 (1823).

Philos. Transact. f. . . . . — *Philosophical Transactions of the Royal society of London for the year etc.*

Philos. Mag. — *Philosophical Magazine and Journal of science.* In verschiedenen Serien von verschiedenen Herausgebern.

Sturgeon Ann. of El. — *The annals of electricity, magnetism and chimistry, and gardian of experimental science, cond. by* STURGEON. London.

Sillim. Am. Journ. — *The American journal of science and arts by* SILLIMAN. New-Haven.

Exp. Res. — FARADAY'S *experimental researches in electricity*, ursprünglich in dem *Philos. Trans.* und übers. in Pogg. Ann. und vielen andern Zeitschriften.

Mém. de St. Pétersb. — *Mémoires présentés à l'Académie impériale des sciences de St. Pétersbourg par divers savants et lus dans ses assemblées.*

Bull. scientif. de l'Acad. de Pétersb. — *Bulletin scientifique publié par l'Académie impériale des sciences de St. Pétersbourg et rédigé par son secrétaire perpétuel.*

Die seltener benutzten Schriften sind mit ihrem ausführlichen Titel citirt worden.

Erster Abschnitt.

Wirkung des galvanischen Stromes auf die Magnetnadel.

§. 1. Elektromagnetische Erfahrungen vor Oersted.

Die, schon den Alten bekannten, polaren Kräfte, Magnetismus und Elektricität, erregten erst sehr spät die Aufmerksamkeit der Experimentatoren. Als eine genügende Menge von Untersuchungsmaterial vorlag und man nach dem Wesen der Kräfte zu fragen begann, mochte gerade die jenen Agentien gemeinschaftliche Polarität Veranlassung sein, dass man für beide auch eine gemeinschaftliche Ursache vermuthete. Die Naturphilosophie bemächtigte sich dieser Frage, und ihre Anhänger gingen sogar so weit, die Identität beider zu beweisen. Was der Speculation gelang, hat die besonnene exacte Forschung widerrufen müssen. Es ist bis heute nur eine Verwandtschaft zwischen Elektricität und Magnetismus, nicht ihre Identität nachgewiesen. Erst musste der Galvanismus entdeckt werden, um durch ihn den Elektromagnetismus zu finden. Erst diese Disciplin lehrt uns Magnetismus durch Elektricität und Elektricität durch Magnetismus zu erzeugen, doch sind wir noch nicht im Stande, beide in einander umzuwandeln. Weder vor noch nach Entdeckung des Galvanismus fehlte es nicht an theils zufälligen, theils absichtlich herbeigeführten Erscheinungen, welche auf jene innige Beziehung hätten führen können. Aber man zog einer Untersuchung der Thatsachen die Deutung durch Phrase vor, und so blieb es erst der Neuzeit aufbewahrt, eine Entdeckung zu machen, die nach kaum drei Jahrzehnten Continente verbindet und das Problem Karl's V. löste.

I. Als Beleg des Gesagten mag folgende Zusammenstellung der vor Oersted's Entdeckung gewonnenen Erfahrungen dienen, welche zum Nachweis der Verwandtschaft zwischen Elektricität und Magnetismus hätten führen können, und diesen mögen die Untersuchungen entgegengehalten werden, welche jenen Nachweis zu liefern beabsichtigten.

Zwei Schiffe unter dem Commando von Haward und Grofton [1] waren auf einer gemeinschaftlichen Reise begriffen. Das des Letztern wurde vom Blitze getroffen, und als das Unwetter vorüber war, bemerkte Haward, dass sein Gefährte wieder heimwärts steuere. Nachdem Beide sich verständigt, stellte sich als Ursache

dieser Coursveränderung heraus, dass alle Compasse auf dem vom Blitze getroffenen Schiffe die entgegengesetzte Polarität angenommen hatten. — Dr. COOKSON[2] erzählt, dass ein Kaufmann eine grosse Anzahl von Messern und Gabeln in einer Kiste verpackt auf einem Speicher stehen gehabt habe, als dieselben vom Blitze getroffen worden seien. Bei näherer Untersuchung zeigte sich, dass alle stark magnetisch geworden waren. — Nach einer Mittheilung von BREMOND[3] schlug der Blitz in das Haus eines Uhrmachers zu St. André in der Dauphiné, und zerbrach unter anderm eine Feile in zwei Stücke, welche sich demnächst stark magnetisch zeigten. — Das Schiff des Capitäns WADDEL[4] wurde auf einer Reise von New-York nach London vom Blitz getroffen. Von vier auf dem Schiffe befindlichen Compassen hatten drei die entgegengesetzte Polarität erhalten, nur ein in der Kajüte hängender war ungeändert geblieben. KNIGHT fand bei näherer Untersuchung des Steuercompasses, dass alle Drathstifte, mit denen sowohl die Büchse als das Schutzdach befestigt waren, starke, und nach Einer Seite orientirte Polarität angenommen hatten.

Diese letzte Mittheilung namentlich veranlasste FRANKLIN[5] zu directen Versuchen. Er liess den Schlag einer KLEIST'schen Batterie der Länge nach durch Nähnadeln gehen und fand, dass wenn sie von Nord nach Süd lagen, dieselben bei jeder Richtung des Entladungsschlages auf der Nordseite einen Nordpol bekamen. Lagen sie aber von Ost nach West, dann wurden sie schwächer magnetisch, als vorher, der Nordpol entstand aber stets an dem Ende, an welchem der Entladungsschlag eintrat. — Aehnliche Versuche rühren von WILKE[6] her. Derselbe erhielt FRANKLIN's Resultat, wenn die Stahlnadeln in der Richtung der Neigungsnadel standen. Lagen dieselben aber senkrecht zu dieser Richtung, so war das Ergebniss das entgegengesetzte, es entstand nämlich der Nordpol an dem Ende, das dem negativen Belege zugewandt war. Nadeln, welche horizontal und im magnetischen Meridian lagen, konnten durch starke Schläge auch einen nach Süden gerichteten Nordpol bekommen, wenn von dieser Seite her die positive Elektricität in sie eintrat. — Dieselben Versuche wurden mit geringen Abänderungen von ALIBARD und BECCARIA[7] wiederholt. Letzterer stellt die Vermuthung auf, dass ein beständiger Kreislauf der elektrischen Flüssigkeit von Norden nach Süden die Grundursache des Magnetismus überhaupt sein möge. — ARBUTHNOTH[8] citirt Dr. LEISTER und sagt: „Dieser glaube, dass das Blitzen von Pyrite verursacht werde, denn der Dunst, so von Blitzen erregt werde, scheine, nach einigen Bemerkungen, eine magnetische Kraft zu haben, indem er bisweilen die Polarrichtung der Schiffscompasse verändere." — WERNER[9] will den Magnetismus der polaren Gesteine von elektrischen Einflüssen ableiten, namentlich von denen der Luft, da solche Gesteine sich nie in dem Erdinnern, sondern nur an der Oberfläche und in alten Halden vorfinden. — BOSE[10] in Wittenberg kehrte 1745 die Pole einer Magnetnadel durch Elektricität um. — SCHILLING[11] schreibt aus London (8. Juli 1769), eine Magnetnadel werde durch elektrische Fische abgelenkt: *„Une boussole étant approchée du poisson tant dans l'eau, qu'hors de l'eau, l'éguille se mettoit à tourner et continuoit tant que la proximité duroit; mais la contraction dans le poisson étoit presque imperceptible."* A. v. HUMBOLDT und BONPLAND[12] haben bei Wiederholung des Versuches ihn nicht bestätigen können. — LANGENBUCHER[13] bemerkte, dass eine Stahlnadel magnetisch wurde, als ein elektrischer Funke auf dieselbe übersprang, aber nicht magnetisch werde, wenn der Schlag der Länge nach durch dieselbe hindurchgehe.

II. Trotz dieser directen Andeutungen einer nähern Verwandtschaft zwischen Magnetismus und Elektricität veranlasste VAN MARUM's[14] Autorität, dieselben als trügerisch zu verwerfen. Er meinte den Grund in der schon von DU FAY aufgefundenen Thatsache suchen zu müssen, dass eine in der Richtung des magnetischen Meridians gehaltene und wiederholt mit einem Hammer geschlagene Stahl- oder Eisenstange Polarität annehme. Nach ihm wirkte also der Entladungsschlag der

Batterie nur wie ein mechanischer Stoss. Nichtsdestoweniger war VAN MARUM der Entdeckung des Elektromagnetismus sehr nahe. Er wollte nämlich in einer Uhrfeder Transversalmagnetismus hervorrufen, belegte sie zu dem Ende mit Kupferdräthen, damit die elektrische Materie durch die ganze Nadel gehen sollte, stellte sie in der Ostwestrichtung auf und führte den Entladungsschlag der Batterie durch die Breite der Nadel. Zur Verwunderung zeigte sich, dass die Feder nicht in der Richtung des Schlages, sondern in der Längsrichtung magnetisch geworden war, und zwar viel stärker, als ähnliche Nadeln in frühern Versuchen bei längsgerichtetem Schlage. Denselben Erfolg erhielt er mit einem Stahlstabe von 9 Zoll Länge, 5 Linien Breite und 1 Linie Dicke.

VAN MARUM's Nichtigkeitserklärung schuf der speculativen Naturphilosophie wieder Raum, um die Phantasiespiele fortsetzen zu können, die schon seit DU FAY's Entdeckung des Unterschiedes zwischen Glas- und Harzelektricität begonnen hatten. Schon damals — 1749 — hatte die Akademie von Bordeaux es zum Gegenstand einer Preisaufgabe gemacht, die Analogie zwischen Elektricität und Magnetismus nachzuweisen. Das Resultat war aber ein sehr geringes. Eine von BERAND gegebene Antwort wurde nicht veröffentlicht. — Einige Jahre später — 1759 bis 1766 — sprach AEPINUS [15] vor der kaiserlichen Akademie zu St. Petersburg die Meinung aus, dass die allgemein verbreitete elastische Materie, deren Ueberschuss oder Mangel nach FRANKLIN die Erscheinungen der Elektricität hervorrufe, in ähnlicher Weise den Magnetismus bedinge. Die zur Stütze angeführten Versuche scheinen aber nur ersonnen zu sein, um infolge ausserwesentlicher Nebenumstände gleiche Erscheinungen für Elektricität und Magnetismus hervorzurufen, damit die prätentirte Identität beider Kräfte dialektisch erwiesen werden könne. — Sehr umfangreiche Erörterungen wurden durch eine 1766 von der königlich bairischen Akademie der Wissenschaften gestellte Preisaufgabe über denselben Gegenstand hervorgerufen. Sie fand drei Bearbeiter in CÖLESTIN STEIGLEHNER, HÜBNER [16] und VAN SWINDEN [17], aber Keiner vermochte den Schleier zu heben; der Zusammenhang zwischen Elektricität und Magnetismus blieb mystisch.

Nach Entdeckung des Galvanismus bewies J. W. RITTER [18], dass die VOLTA'sche Säule und namentlich die von ihm dargestellte Ladungssäule nichts anderes sei als ein Magnet. Er überzeugte sich, dass eine aus Silber und Zink zusammengesetzte und mittels eines Achathütchens auf einer Spitze horizontal bewegliche Nadel sich wie ein Magnet nach Nord und Süd einstelle, auch sich gegen einen angenäherten Magneten polar verhalte. Er fand umgekehrt chemische Wirkungen an seinen magnetischen Batterien u. s. w. — Doch wollte keiner seiner Versuche sich bestätigen, als ERMAN [19] sie mit der grössten Sorgfalt wiederholte. Auch ERMAN lebte in den Ideen der damaligen Zeit, gesteht jedoch frei, dass keiner der aus denselben abgeleiteten Versuche ihm habe gelingen wollen, und nimmt deswegen Anstand, die Identität zwischen Magnetismus und Elektricität zu behaupten. Sehr nahe war er aber der Entscheidung, als er S. 126 der citirten Abhandlung fragt: „Sollte nicht die Säule an einem metallischen Leiter, der, von Pol zu Pol angelegt, ihren Kreis geschlossen hat, eine bleibende Vertheilung wahrnehmen lassen?“ Doch führen ihn die durch RITTER veranlassten Versuche wieder vom Wege ab. — Konnte auch RITTER unmöglich Andere überzeugen, so war doch die Zahl seiner Anhänger nicht gering. Zu diesen ist vor Allen v. YELIN [20] zu rechnen. In einer akademischen Abhandlung von zehn Bogen, welche er kaum ein Jahr vor OERSTED's Entdeckung veröffentlichte, nimmt er Hemiedrie, Aerolithe, die tägliche Aberration der Magnetnadel, das ZAMBONI'sche Pendel, das Nordlicht zu Hülfe, um zu beweisen, dass Elektricität und Magnetismus „identische Urkräfte“ seien.

III. An experimentellen Andeutungen fehlte es auch nach Entdeckung des Galvanismus nicht, ja sogar nicht an ganz eigentlich elektromagnetischen Versuchen.

Bidone[21] construirte eine Magnetnadel, von der er meinte, sie sei unter andern geeignet, „zur Beobachtung der Bewegungen, welche die verschiedenen Meteore, besonders Blitz und Nordscheine, ihr mittheilen." — Ein inniger Zusammenhang zwischen den Variationen der Magnetnadel und dem Nordlicht ist überdem schon lange vor Oersted vielfach behauptet und beobachtet worden[22]. — Namentlich machte aber v. Arnim[23] die Bemerkung, dass Eisen durch längeres Liegen in der galvanischen Kette magnetisch werde. — Moyon in Genua und Romanesi in Trident[24] fanden schon lange vor Oersted die Magnetisirung des Stahles durch den galvanischen Strom. Doch ist ihre Entdeckung erst später allgemeiner bekannt geworden. Ersterer verband lange feine Nähnadeln mit einem 100paarigen Tassenapparat und fand sie nach 20 Tagen stark magnetisch. Letzterer hat aber schon beobachtet, dass eine geschlossene galvanische Kette die Magnetnadel abzulenken im Stande ist. — Bouvier zu Jodoigne bei Brüssel[25] beobachtete die Ablenkung einer auf einer volta'schen Säule stehenden Magnetnadel, wenn er die letztere durch den Körper schloss. Da er aber dasselbe auch an einer Kupfernadel beobachtet haben wollte, wird die Nachricht zweifelhaft. — Ingleichen bemerkte Gautheroth, dass zwei Claviersaiten an einander hängen blieben, nachdem sie als Schliessungsdräthe einer Säule gedient hatten.

Nach so vielen Hindeutungen auf eine Verwandtschaft zwischen Elektricität und Magnetismus ist es zu verwundern, dass die Entdeckung des Elektromagnetismus nicht früher gemacht wurde, als es geschah. Schweigger[26] hat wohl nicht mit Unrecht den Grund in der herkömmlichen Bezeichnungsweise der beiden Elektricitäten durch (+) und (—) gesucht, da man demzufolge zu der Meinung veranlasst wurde, dass die zu 0 sich ausgleichenden Elektricitäten wirkungslos sein müssten. Hat man doch auch noch keine Wirkung der in einem geschlossenen Ringe sich ausgleichenden entgegengesetzten Magnetismen nachweisen können, mit Ausnahme der im Moment ihres Entstehens und Vergehens hervorgebrachten Inductionsströme.

---

1 Haward und Grofton. *Philos. Transact. f.* 1676. N. 127. p. 648.
2 Cookson. **Philos. Transact. f.* 1735. N. 437. p. 74.
3 Bremond. **Philos. Transact. f.* 1741. N. 459. p. 614.
4 Waddel. **Philos. Transact. f.* 1749. N. 492. p. 111 u. 113.
5 Franklin. **Philos. Transact. f.* 1751. Vol. 47. p. 289. — Franklin *Letters on electricity.* p. 90.
6 Wilke. *Svensk Vetenskaps Handlingar Ar 1766. B. 27. S. 294. — Uebersetzt von Kästner. 1766. S. 315.
7 Beccaria. *Lettre dell' electricismo.* p. 252. 262. 268. — *Priestley Geschichte der Elektricität, übers. v. Krünitz. (Stralsund 1772.) S. 221.
8 Arbuthnoth. *Hamburger Magazin. 7. 283. (1751.)
9 Werner. *Schweigg. Journ. 46. 1. (1826.) — Hofmann's Handbuch der Mineralogie. Bd. 3. Abth. 2. S. 220.
10 Bose. *Priestley Geschichte der Elektricität. 102. — Vergl. *Schweigg. Journ. 46. 1. (1826.) — Wilson's *Essay.* 219.
11 Schilling. **Nouveaux Mémoires de l'Acad. de Berlin.* 1770. p. 73.
12 A. v. Humboldt et Bonpland. *Recueil d'observations.* 1. 82.
13 Langenbucher. Beschreibung einer verbesserten Elektrisirmaschine. Ansbach 1780.
14 van Marum. Beschreibung einer grossen Elektrisirmaschine. Uebers. Leipzig 1786. S. 36. — Vergl. *Schweigg. Journ. 46. 1. (1826.)
15 Aepinus. Tentamen theoriae electricitatis et magnetismi. Petrop. 1759. — Sermo de similit. Electr. et Magnetismi. Petrop. 1760. — *Novi Comment. Acad. Petrop. 10. 296. (1766.)
16 Philosophische Abhandlungen der königlich bairischen Akad. d. Wissenschaften. Bd. 1. S. 227 u. 351 u. Bd. 2.
17 van Swinden. *Recueil des Mém. sur l'analogie de l'électr. et du magnétisme.* Haye 1784.
18 Ritter. *Dessen Beiträge zum Galvanismus. Bd. 2. Abth. 2. S. 326. — *System der elektrischen Körper. S. 379. — *Annales de chimie.* 64. 80. — *Auszüge in Gilb. Ann. 26. 21. (1807.)

[19] ERMAN. Dessen Beiträge über elektrisch-geographische Polarität, permanente elektrische Ladung und magnetisch-chemische Wirkungen. * Gilb. Ann. 26. S. 1 u. 121. (1807.)

[20] v. YELIN. Allgemeine Zeit. vom 19. Oct. 1818. — Entlehnt aus dem Berichte von der öffentlichen Sitzung der bair. Akad. d. W. am 13. Oct. 1818. — * Im Auszuge Gilb. Ann. 62. 93.

[21] BIDONE. *Mémoires de l'Acad. de Turin.* 1811. p. 141. — Im Auszuge * Gilb. Ann. 64. 374. (1820.)

[22] BECCARIA. *Lettre dell electricismo.* p. 272. * PRIESTLEY Gesch. der Elektr. S. 221. — Ferner * DE LA RIVE *Arch. des sc. phys. et nat.* [4.] 24. 343. (Dec. 1853.) — Vergl. die Literatur in GEHLER's ph. W., n. B. 7. 221 ff.

[23] L. v. ARNIM. * Gilb. Ann. 8. 279. (1801.)

[24] MOYON und ROMANESI. Vergl. ALDINI *traité sur le Galvanisme.* Paris 1804. 4°. p. 191. — *Bibliothèque universelle de Genève, sciences et arts.* Jan. 1821. p. 73. — * Gilb. Ann. Bd. 68. S. 208. (1821.) und Bd. 71. S. 227. — IZARN *Manuel du Galvanisme.* Paris 1816. — * Thomson's *Ann. of Philosophy.* V. 2. p. 81 u. 290. (1821.)

[25] BOUVIER, GAUTHEROTH, VAN MONS. *Journal de phys.* 10. 62.; und *Ann. de chim.* 1801. N. 116. Vergl. * SEYFFER's Geschichte des Galvanismus. S. 306.

[26] SCHWEIGGER. * Schweigg. Journ. 46. 1. (1826.)

§. 2. OERSTED's Entdeckung.

Diesen Träumen machte 1820 HANS CHRISTIAN OERSTED [1] durch die weltberühmte Entdeckung des wahren Zusammenhanges zwischen Galvanismus und Magnetismus ein Ende. Hatte man bisher geglaubt, magnetische Aeusserungen in der ungeschlossenen VOLTA'schen Säule suchen zu müssen, so zeigte OERSTED, dass nur durch die geschlossene Säule und nur senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung des Stromes derselben Magnetismus entwickelt würde. OERSTED führte nämlich den Schliessungsdrath einer kräftigen VOLTA'schen Säule über, unter oder seitlich an einer Magnetnadel vorüber, und fand, dass stets die Magnetnadel das Bestreben habe, sich senkrecht zum Schliessungsdrath einzustellen. Bei derselben Stärke des Stromes müsste er also immer die grösste Ablenkung erhalten, wenn er den Schliessungsdrath parallel zu einer freibeweglichen, blos infolge des Erdmagnetismus gerichteten Magnetnadel hielte. Was den Sinn der Ablenkung betrifft, so ist derselbe der entgegengesetzte, je nachdem sich die Nadel über oder unter, oder je nachdem sie sich rechts oder links vom Schliessungsdrathe befindet. OERSTED giebt zu dieser Orientirung die Regel, dass derjenige Pol der Magnetnadel, über welchem die negative Elektricität eintritt, nach Westen, derjenige hingegen, unter welchem sie eintritt, nach Osten abgelenkt werde. Noch einfacher lässt sich der Sinn der Ablenkung nach folgender von AMPÈRE [2] gegebenen Regel finden: W e n n m a n s i c h, d e n K o p f n a c h v o r n, i n d e r R i c h t u n g d e s S t r o m e s s c h w i m m e n d d e n k t u n d d i e N a d e l a n s i e h t, s o w i r d s t e t s d e r N o r d p o l d e r s e l b e n n a c h l i n k s a b g e l e n k t.

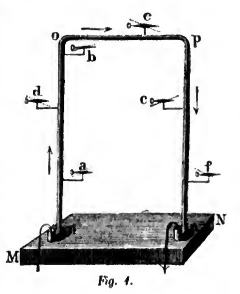


Fig. 1.

Die Prüfung der OERSTED'schen Fundamentalerscheinungen geschieht am leichtesten durch den Apparat der *Fig. 1.* Auf einem Brett werden zwei verticale starke Kupferdräthe *mo* und *np* befestigt, welche oben durch einen horizontalen Drath *op* verbunden sind. An jedem dieser drei Dräthe sind in passenden Abständen zwei Träger mit Spitzen angebracht, auf denen die Magnetnadeln *abc* und *def* schweben. Drei

dieser Nadeln befinden sich innerhalb, die drei andern ausserhalb des durch die Dräthe gebildeten Bogens. Mit den untern Enden der Verticalstäbe sind zwei Quecksilbernäpfchen oder Schraubenzwingen *mn* verbunden. Diese Vorrichtung wird in die Ebene des magnetischen Meridians gestellt, so dass alle Nadeln infolge ihrer Einstellung durch den Erdmagnetismus in der Ebene der drei Dräthe sich orientiren. Werden nun die Zuleitungsdräthe eines galvanischen Elementes in die Näpfchen *m* und *n* getaucht und wird dadurch der Strom geschlossen, so beobachtet man eine Ablenkung aller Nadeln aus ihrer frühern Gleichgewichtslage. Namentlich werden alle innern Nadeln nach der entgegengesetzten Richtung abgelenkt als alle äussern. Hat der Strom in den Dräthen die Richtung der in der Figur angedeuteten Pfeile, so werden die Nadeln in derjenigen Richtung, nach einer Reihe von Schwankungen, eine neue Gleichgewichtslage annehmen, welche durch die punktirten Linien bei *abcdef* bezeichnet ist. Es werden die Nordpole aller innern Nadeln nach Osten, die aller äussern nach Westen abgelenkt, ganz wie es die oben angegebene Regel verlangt. Hat der Strom die entgegengesetzte Richtung, so wird auch der Sinn der Ablenkung der entgegengesetzte.

Aendert man den Versuch dahin ab, dass man seitlich von einer horizontal schwebenden Magnetnadel ein verticales bewegliches Stück des Schliessungsbogens an der Nadel, von deren Indifferenzpunkt aus, nach einem ihrer Pole vorüberführt, so beobachtet man in den meisten Fällen anfangs eine entgegengesetzte Ablenkung als am Ende der Nadel. Findet z. B. vom Indifferenzpunkte aus eine Abstossung statt, so beobachtet man meist in einigem Abstande von dem Ende der Nadel weder Abstossung, noch Anziehung, und bei weiterer Annäherung an das Ende geht die frühere Abstossung in Anziehung über. Diese Beobachtung ist schon von Oersted zufolge N. 8 seiner ersten Veröffentlichung [1] gemacht und später von Faraday [3] weiter untersucht worden. Sie erklärt sich sehr einfach dadurch, dass die Pole der meisten Magnete nicht an den Enden derselben liegen, sondern einen grössern oder geringern Abstand nach deren Mitte haben. Ist aber dieses der Fall, so wird der Strom den Magneten nicht aus der Gleichgewichtslage bringen, wenn er sich einem seiner Pole gerade gegenüber befindet, denn die Richtung der ablenkenden Kraft, wie sie die Ampère'sche Regel ausspricht, wird gerade durch den festen Aufhängepunkt der Nadel gestützt; dagegen wird aber die Ablenkung innerhalb und ausserhalb die entgegengesetzte sein, wie sich ebenfalls aus der Ampère'schen Regel ergiebt.

Oersted war anfangs der Meinung, es sei zur Ablenkung der Magnetnadel durch den Schliessungsdrath eine so starke Säule nöthig, dass sie „einen Drath zum Glühen bringen könne". Schweigger [4] war der Erste, welcher zeigte, dass die Versuche ebenso gut gelingen, wenn man sich nur eines einzigen Elementes bediene. Gilbert [5] empfahl demnächst sich eines einfachen langen Zinkstreifens zu bedienen, dessen Breite der Länge der abzulenkenden Nadel gleich ist, auf diesen einen vierkantigen Kupfertrog mit dem Boden zu löthen, den letztern mit gesäuertem Wasser zu füllen, und in dieses den zurückgebogenen Zinkstreifen einzutauchen. Mit einem solchen Apparate lenkte er die Nadel um 42° aus dem Meridian ab, während de la Rive mit einer sehr starken Säule nur eine Ablenkung von 45° erhalten hatte. Pfaff (in Kiel) [6] fand die Ablenkung, die ein Zinkkupferpaar von 7 Pariser Zoll Durchmesser, welches durch feuchte Pappe getrennt war, hervorbrachte, ebenso gross als die durch Gilbert's Kette hervorgebrachte. Ja, Oersted [7] wollte sogar infolge einer spätern Beobachtung durch ein einfaches Element bisweilen eine grössere Ablenkung hervorgebracht haben als durch eine 40paarige Säule, was sich bei Benutzung unconstanter Ketten wohl ereignen dürfte. — Aehnliches fand H. Davy [8], G. G. Schmidt [9] und von Yelin [10]. Letzterer macht besonders darauf aufmerksam, dass die Wirkung desto stärker ausfalle, je grösser

die angewandten Plattenpaare seien, dass aber die Wirkung sofort vernichtet werde, wenn die Schliessung durch nicht metallische Leiter (sogar Kohle?) unterbrochen sei. — Die letztere Beobachtung war auch H. DAVY [11] nicht entgangen; doch modificirt er sie dahin, dass die magnetische Wirkung nur dann unterbrochen wird, wenn schlecht leitende Flüssigkeiten in den Schliessungsbogen eingeschalten werden, und OERSTED [12] zeigte, dass ein mit Schwefelsäure getränktes Fliesspapier, in den Bogen eingeschalten, die magnetische Wirkung desselben nur schwächt, aber nicht vernichtet. — Entsprechend der ersten Beobachtung v. YELIN's construirte Lieutenant v. OFFERHAUS [13] einen Rheomotor zu magnetischen Versuchen, bestehend aus einer grossen Kupferplatte, die mit einer ebenso grossen Zinkplatte zusammengerollt war, ohne dass beide sich metallisch berührten, und welche in einen Trog mit gesäuertem Wasser gestellt werden konnten. — Dass die Wirkung der Magnetnadel mit der Stärke des Schliessungsdrathes wachse, beobachtete CUMMING [14]. BERZELIUS [15] wiederholte die Versuche OERSTED's, indem er durch einen in verticaler Ebene ausgespannten Stanniolstreifen den horizontal gerichteten Strom schloss und die Ablenkung einer daneben befindlichen, höher oder tiefer stellbaren, horizontalen Magnetnadel beobachtete. Die Nadel wurde in der Mitte der Höhe des Streifens nicht abgelenkt, erfuhr aber am obern und untern Rande desselben entgegengesetzte Einwirkungen. Das Maximum der Ablenkung fand an diesen Rändern selbst statt, während dieselbe bei weiterer Hebung oder bei Senkung der Nadel vermindert wurde. Auch dieser Versuch lässt sich auf die oben cirtirte AMPÈRE'sche Regel zurückführen, denn die Gesammtwirkung des Streifens kann man sich in der Mittellinie desselben vereinigt denken, und in diese hat man dann das Phantom jener Regel zu versetzen, um die Richtung der Nadelablenkung für jede Lage derselben gegen den Streifen zu finden. Hiernach erklären sich auch die analogen Ablenkungen, welche BERZELIUS durch ein rautenförmiges Stanniolplättchen hervorbrachte, dessen längere Diagonale horizontal und dessen kürzere vertical stand, und dem zur Seite die Magnetnadel aufgestellt wurde. War der Strom durch die horizontale Diagonale geschlossen, so fand sich das Maximum der Ablenkung noch immer an der höchsten und an der tiefsten Stelle, also an den Enden der andern Diagonale.

Dass die magnetische Wirkung des galvanischen Stromes nicht der chemischen Wechselwirkung der zur Säule benutzten Metalle und Flüssigkeiten proportional sei, untersuchte PFAFF (in Kiel) [16] dadurch, dass er verschiedene Flüssigkeiten in dasselbe Zinkkupferelement brachte und gleichzeitig deren chemische und magnetische Wirkungen beobachtete. So fand er, dass Schwefelsäure mit zehn Theilen Wasser verdünnt, grosse chemische Wirkung auf das Zink äusserte, aber nur schwache magnetische, dass aber concentrirte Schwefelsäure, sowie Salmiaklösung den umgekehrten Effect hatten. Aehnliche Versuche stellten MOLL und VAN BEEK [17] an.

War bisher immer die Magnetnadel durch den Schliessungsdrath abgelenkt worden, so gelang es zuerst OERSTED [18], umgekehrt eine Ablenkung des galvanischen Kreises durch einen entgegengehaltenen Magnetstab zu bewirken, indem er eine einfache Kette durch einen langen wegzeigerartig hin- und zurückgebogenen Drath schloss, und diesen ganzen Apparat an einem Faden beweglich aufhing. Eine Einstellung dieser Vorrichtung durch den Erdmagnetismus konnte er jedoch nicht erzielen. Denselben Versuch stellte ERMAN [19] bei gleichem Erfolge mit einer kleinen Platinzinkkette an. — BABINET [20] realisirte diese Ablenkung dadurch, dass er einen Kupferdrath CA in *Fig.* 2 mit einem Zinkdrath AZ zusammenlöthete, die Enden C und Z in gesäuertes Wasser tauchte und die Drathverbindung auf einer bei A befindlichen Spitze balancirte, oder an einem Coconfaden aufhing.



Fig. 2.

Aber nicht allein der Schliessungsdrath bewirkt die beschriebene Ablenkung der Magnetnadel, sondern sie lässt sich überhaupt bei

jedem Theile des ganzen geschlossenen Kreises beobachten. Namentlich wirkt, wie Ampère [21] zuerst zeigte, die Säule selbst, wie irgend ein anderer Theil des geschlossenen Kreises, wenn man nur Rücksicht nimmt auf die Richtung des Stromes innerhalb derselben. — Ferner ist durch einen Versuch Ritchie's [22] nachgewiesen worden, dass auch flüssige Leiter eine Ablenkung hervorbringen. *Fig.* 3 veranschaulicht den zu diesem Nachweise benutzten Apparat. Zwei Holzcylinder *A* und *B* werden durch eine horizontale Glasröhre *t* von 1 Zoll Durchmesser und 4 Zoll Länge wasserdicht verbunden. In erstere tauchen die beiden Platinplatten *C* und $C_{,}$. Von $C_{,}$ geht ein in der Form der Linie $ddd_{,}$ gebogener Drath aus, dessen senkrechte Höhe etwa 1 Fuss beträgt. Zwischen dem untern horizontalen Theile desselben und der Glasröhre hängt an einem Ständer *m* die Magnetnadel *ns*. Wird nun *C* und $d_{,}$ mit einer galvanischen Batterie verbunden und in *A*, *B* und *t* Wasser gegossen, so giebt es zwischen $ed_{,}$ und *t* eine Lage, in welcher die Magnetnadel nicht abgelenkt wird. Erniedrigt man die Nadel, so wird sie durch den Strom des Wassers in *t*, erhöht man sie, durch den Strom im Drathe $ed_{,}$ stärker abgelenkt.

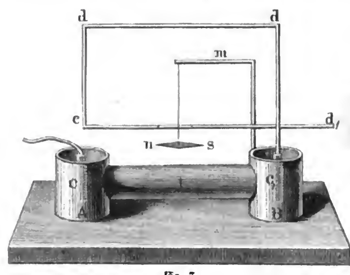


Fig. 3.

Hans Christian Oersted wurde am 14. August 1777 in Rudkjöhing auf der Insel Langeland geboren, wo sein Vater Apotheker war. Er genoss mit seinem Bruder Anders Sandöe (dem nachmaligen Conferenzrath) den dürftigsten Jugendunterricht eines Perückenmachers und eines Studenten, und erhielt einige Anleitung in der Apotheke des Vaters. Der Trieb nach Wissen brachte jedoch die beiden Brüder durch Selbststudium dahin, dass sie schon 1794 das Examen zur Universität in Kopenhagen bestehen konnten. Christian Oersted gewann während seiner Studienzeit zwei akademische Preise durch Schriften über die Fragen: „Wie wird die prosaische Sprache dadurch verdorben, dass sie sich der poetischen allzu sehr nähert?“ und „Ueber den Ursprung, die Natur und den Nutzen des Mutterwassers.“ 1799 erwarb er sich die philosophische Doctorwürde durch die Dissertation: „*De forma metaphysices elementaris naturae externae.*“ Das Jahr darauf übernahm er Vorträge an der chirurgischen Akademie und wurde Adjunct in der medicinischen Facultät. 1801 bis 1804 machte er eine Reise durch Deutschland, Frankreich und Holland, auf welcher er die Bekanntschaft der bedeutendsten Gelehrten suchte. Namentlich fesselten ihn Ritter, Novalis, Cuvier, Vauquelin, Berthollet, Fourcroy, van Marum, Albers. Nach seiner Rückkehr übernahm er Vorträge an der Universität in Kopenhagen, worauf er 1806 zum ausserordentlichen und 1817 zum ordentlichen Professor daselbst ernannt wurde. Eine zweite Reise durch Deutschland, Belgien, Frankreich und Holland machte er in den Jahren 1812 und 1813, auf welcher er namentlich den Verkehr mit Oken, Seebeck, Hegel, Schweigger und Erman suchte. 1820 machte er die Entdeckung der Wirkung des Schliessungsdrathes auf die Magnetnadel. 1822 und 1823 unternahm er eine dritte wissenschaftliche Reise durch Deutschland, Frankreich, England und Schottland. 1829 wurde die polytechnische Schule zu Kopenhagen gegründet und Oersted zu ihrem Director ernannt. Diese Wirksamkeit, sowie seine fortgesetzte Thätigkeit an der Universität, in gelehrten und socialen Gesellschaften, ingleichen vielfache schriftstellerische Leistungen und mehre Reisen ins Ausland füllten seine Muse aus. Am 7. November 1850 feierte er das 50jährige Amtsjubiläum, das er nur bis zum 9. März 1851 überlebte, an welchem Tage er früh 10½ Uhr nach einer scheinbar leichten Krankheit entschlief [23]. Ausser den ansehnlichsten Ehrenbezeigungen von Seiten seines Vaterlandes wurde ihm Anerkennung von Seiten des Auslandes durch die Orden der Ehrenlegion und *Pour le mérite.* Für seine Entdeckung des Elektromagnetismus belohnte ihn die französische Akademie mit der Prämie der mathematischen Klasse im Werthe von 3000 Franken und die königliche Societät in London mit einer Medaille.

Oersted's Interesse für die Naturwissenschaft war im älterlichen Hause geweckt. Dazu war er ein poetisches Gemüth. Der beständige Connex mit seinem Bruder, sowie die vertrautesten Beziehungen zu Oehlenschläger und Steffens machten, dass er in der Jurisprudenz

nicht fremd war, seine poetische Richtung cultivirte und philosophische Forschungen mit Ernst pflegte. Kein Wunder, dass bei einer so qualificirten Vielseitigkeit der Interessen und des Umganges OERSTED der Richtung seiner Zeit, der Naturphilosophie, verfiel. OERSTED gehörte in der ersten Periode seiner schriftstellerischen Thätigkeit dieser Richtung an; davon zeugen seine wichtigsten Schriften aus dieser Periode, wie die „Materialien zu einer Chemie des 19. Jahrhunderts“ [24], und sogar noch das spätere Werk: „Ansicht der chemischen Naturgesetze“ [25]. In dem letztern hat er sich das Ziel vorgesteckt, die in der Natur thätigen Kräfte auf zwei zurückzuführen, die er Brennkraft und Zündkraft nennt. Er findet deren Annahme in der Chemie berechtigt und weist die eine den positiven, die andere den negativen Bestandtheilen der chemischen Verbindungen zu. In der elektrischen Thätigkeit sieht er eine beständige Störung und Wiederherstellung des innern Gleichgewichts der Kräfte, woraus hervorgehe, dass die elektrischen Kräfte nur durch sich selbst (nämlich durch andere elektrische Kräfte) geleitet werden. Da aber die Kräfte es seien, vermittelst deren der Raum körperlich werde, so sei dieses gleichbedeutend damit, dass die Körper die Kräfte leiten. Die Leitung sei also eine innere Veränderung in den Kräften der Körper selbst; eine innere Veränderung verdiene aber eine chemische genannt zu werden u. s. w. Und so wird die Indentität zwischen den elektrischen und chemischen Kräften nachgewiesen. Wer wollte läugnen, dass eine Kenntniss der innern Beziehungen zwischen chemischer und elektrischer Thätigkeit wünschenswerth wäre, wo wir von vornherein überzeugt sein müssen, dass sie vorhanden ist. Aber derartige künstliche speculative Uebergänge zur Ausfüllung anerkannter Mängel können nicht befriedigen, wenn die Brücke der Erfahrung und des Versuchs fehlt. Verständlicher, doch nicht weniger speculativ ist der Nachweis der Indentität zwischen Magnetismus und Electricität. Nachdem nämlich die damals bekannten Aehnlichkeiten zwischen Elektricität und Magnetismus aufgezählt worden sind, heisst es S. 249: „Man braucht ja nur die scheinbaren Widersprüche wegzuräumen, um die Gleichheit der Kräfte in beiden anzunehmen.“ Mit Hülfe RITTER'scher Vermuthungen werden sie fortgeräumt, und es zeigt sich, „dass man alle Functionen, welche man in der Elektricität aufzuweisen vermag, auch in dem Magnetismus darstellen kann: Anziehung und Zurückstossung, chemische Differenz, Wirkung auf den lebendigen thierischen Körper, Lichthervorbringung.“ — Diese Beweise mögen darthun, dass OERSTED auch noch auf dem Standpunkte seiner „Ansicht der chemischen Naturgesetze“ der Naturphilosophie angehörte. Auf der andern Seite zeigt aber gerade dieses Werk, dass er wenigstens denjenigen Verirrungen derselben nicht verfallen war, denen kein Sonnenstäubchen und keine Kräuselwelle zu gering war, um sie nicht zu Beweisen für ihre Kinder der Phantasie zu benutzen. Vielmehr war es sein Ziel, das er dann auch durch das ganze Leben im Auge hatte, eine consequente Vernunfteinheit in der Natur durch ihre Wissenschaft nachzuweisen, während dieselbe früher nur als ein Aggregat von Einzelnheiten betrachtet worden war*. Nicht minder haben wir seiner Ideenfülle Anschauungen zu danken, die sich theils schon bewahrheiteten, deren erfahrungsmässige Darstellung aber anderntheils noch immer ungelöste Aufgabe der Wissenschaft geblieben ist. So sieht er schon 1803 und 1812 in der Bewegung der Elektricität und somit in dem galvanischen Strome eine undulatorische Bewegung der einzelnen Punkte des Leiters, welche in einem steten Erzeugen und Wiederausgleichen entgegengesetzter Elektricitäten bestehe [26]. Ingleichen vermuthete er, dass „die elektrischen Kräfte dann, wenn sie im Zustande der grössten Bindung und Verdichtung vorkämen, einige Wirkung auf die Magnetnadel ausüben würden“.

Die geistige Tiefe eines OERSTED konnte sich aber mit naturphilosophischen Darstellungen nicht begnügen. Gerade die Forschungen, die er in der „Ansicht der chemischen Naturgesetze“ niedergelegt hatte, mussten in ihm den Wunsch rege machen, seine Ahnungen über den Zusammenhang der Dinge durch die Erfahrung zu bewahrheiten. So schloss er mit der Naturphilosophie ab und wandte sich exacteren Bethätigungen zu. OERSTED's Bestrebungen stellten so in ihrem Nacheinander ein Bild dessen dar, was nebeneinander eine fruchtbringende Theorie charakterisirt: war ihm bisher die Idee allein massgebend gewesen, so liess er von nun an die Idee nur gelten, wenn sie in der Erfahrung ihre Bestätigung fand. Eine Reihe namhafter Untersuchungen in andern Gebieten der Physik charakterisiren die nächsten Jahre nach 1812. Namentlich aber und vorzugsweise trug er sich mit dem Gedanken, die wahre Beziehung zwischen Elektricität und Magnetismus nachzuweisen. — Im Wintersemester 1819 auf 1820 hielt nun OERSTED eine Vorlesung über Elektricität, Magnetismus und Galvanismus vor einem Publicum mit ungewöhnlichen Vorkenntnissen. Die besondere, dadurch ihm gewordene An-

* In dieser Beziehung mag folgende Stelle aus seinen „Ansichten der chemischen Naturgesetze“, S. 236, hier Platz finden: „Wir würden Demjenigen leicht Recht geben, der behaupten wollte, dass ein höheres Gesetz, ein höheres Princip der Einheit in der organischen Natur herrsche, als in der anorganischen: denn dieses giebt schon ein unbefangener Blick auf das, was vorgeht; aber behaupten, dass in der organischen Natur ganz neue Kräfte, nicht neue Wirkungsformen der bekannten vorkommen, ist, etwas ganz Unerwiesenes aufstellen.“

regung brachten ihm seine früher über diesen Gegenstand gepflogenen Ueberlegungen aufs neue lebhaft in Erinnerung. So trug er die Vermuthung vor, dass eine elektrische Entladung auch auf eine Magnetnadel ausserhalb der Kette wirken könne, wie der Blitz auf benachbarte Stahlgegenstände. Er beschloss, den Versuch sofort anzustellen, und da er glaubte, dass die bis zum Glühen eines Drathes gesteigerte galvanische Thätigkeit am wirksamsten sei, schloss er mit einem feinen Platindrath eine Säule, und beobachtete „verworrene" Wirkungen auf eine darunter gestellte Magnetnadel. Dieses geschah im Frühjahre 1820, die weitern Untersuchungen wurden auf eine Zeit günstigerer Muse verschoben. Anfang Juli wurden die Versuche wieder aufgenommen und bis zu dem in der ersten Schrift [1] niedergelegten Resultate abgeschlossen.

So giebt Oersted selbst [26] die Geschichte seiner Entdeckung, um dem mehrfach ihm gemachten Vorwurfe zu entgegnen, als sei dieselbe ein Spiel des Zufalls gewesen. Wohl ist man damit zu weit gegangen, und es bedurfte einer Darlegung des ganzen Bildungsganges dieses absonderlichen Mannes, um die Ueberzeugung zu gewinnen, dass Oersted eine lange Reihe von Jahren sich das Problem, die Beziehung zwischen Elektricität und Magnetismus nachzuweisen, gegenwärtig gehalten habe. Auf der andern Seite müssen wir aber zugestehen, dass das Glück ihm günstig war, denn immerhin bleibt es auffallend, dass er den Versuch zur Lösung dieser Frage in einer Vorlesung anstellte, dass er mehre Monate nach der Entdeckung dieser wichtigen Thatsache wartete, bis er sie weiter untersuchte, und dass in den mir zugänglichen Quellen der Tag der Entdeckung nirgends aufgezeichnet ist, was sicher der Fall gewesen wäre, wenn des Entdeckers Ueberlegungen bis zu der Ueberzeugung gediehen gewesen wären, dass so und nicht anders sich die fragliche Beziehung nachweisen lassen müsste. Oersted ruft allerdings das Zeugniss seiner Zuhörer auf, dass er den Erfolg des Versuches vorausgesagt habe, er versichert aber auch andererseits, dass er keine grosse Wirkung erwartet habe. Genug, wir gewinnen die Ueberzeugung, dass Oersted sich lange Jahre hindurch mit dem Probleme einer Beziehung zwischen Elektricität und Magnetismus beschäftigt, dass er eines Tages einen Versuch hierüber auf Gewinn oder Verlust angestellt habe, und dass dieser Versuch gelungen sei. Beruft sich andererseits Oersted darauf, dass er schon 1803 und 1812 eine solche Verwandtschaft im Sinne des Erfolges vorausgesagt habe, so darf dieses nicht massgebend sein; denn in den vielfach sehr allgemein gehaltenen Deductionen würde es unschwer halten, eine Andeutung auf manche andere beliebige Entdeckung zu finden *. Nachdem aber Oersted diese grosse Entdeckung gemacht hatte, gebührt ihm das unverkennbare Verdienst, dass er sofort die Thatsachen in ihrer Einfachheit und Reinheit erkannte und darstellte. Und hierin finden wir einen weitern Beweis dafür, dass ihm die Bedeutung seiner Entdeckung schon vor derselben geläufig sein musste.

Waren auch schon vor Oersted, wie wir sahen, rein elektro-magnetische Thatsachen aufgefunden worden, so hat doch Oersted das weitere Verdienst, dass er dieselben zu einer experimentellen Untersuchung erhob, dass er sie in logischen Zusammenhang mit andern Thatsachen brachte, und dass er gerade dadurch ihnen Eingang bei dem wissenschaftlichen Publicum zu verschaffen wusste. Aus diesem Grunde allein gebührt ihm das Verdienst der Entdeckung, abgesehen davon, dass die schon vor ihm aufgefundenen Thatsachen wie überhaupt, so auch ihm unbekannt geblieben waren. Ja, Oersted griff sogar schon der Zeit vor, indem er versuchte, den elektrischen Conflict auf eine Wellenbewegung zurückzuführen.

Die Resultate seiner Untersuchungen veröffentlichte er in einer lateinisch geschriebenen Abhandlung auf zwei Quartblättern [1], datirt vom 17. Juli 1820, die er an die verschiedenen Akademien und Gelehrten des In- und Auslandes umhersandte. Allerorten beeiferte man sich, die Versuche zu wiederholen, besonders nachdem gezeigt worden war, dass schon ein einfaches Kupferzinkelement hinreichte, um die Erscheinungen zu erhalten. Ausser den im vorigen Paragraphenanhange bezeichneten Wiederholungen des Oersted'schen Versuches sind namentlich noch folgende Bestätigungen desselben ohne wesentliche Modificationen namhaft zu machen. In Deutschland sind J. T. Meyer [27], Muncke [28], Schrader [29], Bechstein [30], Böckmann [31], Pfaff (Erlangen) [32] zu nennen. Nach diesen vielfachen Bestätigungen ist es aber kaum begreiflich, wie noch anderthalb Jahre nach Oersted's Entdeckung Prechtl [33] allen Ernstes von einem Nachweise des Magnetismus der ungeschlossenen volta'schen Säule reden konnte. In Holland wurden die Versuche wiederholt von A. van Beek [34], sowie von Moll, van Rees und van den Bos [35].

Sehr frühzeitig wurden die Oersted'schen Versuche von Pictet und de la Rive [36] in Genf wiederholt, und zwar am 19. August 1820. Bald darauf trat Pictet eine Reise nach Italien an und veranlasste im November 1820 eine Wiederholung in Florenz durch Gazzeri,

* So z. B. ist es noch immer unerwiesen, was Oersted ebenfalls voraussagte: *„calorem et lucem esse conflictum electricum"*.

RIDOLPHI, ANTINORI und Graf BARDI[37]. Desgleichen wiederholte sie CONFILIACHI in Pavia[38]. — ARAGO[39] befand sich in Genf, als die Nachricht von der grossen Entdeckung daselbst ankam; im ersten Momente wollte er derselben keinen Glauben beimessen. Erst nachdem er bei der Wiederholung des Versuches in dem Laboratorium von G. DE LA RIVE und PICTET zugegen gewesen war, überzeugte er sich von dessen Wahrheit. Nach Paris zurückgekehrt, war er der Erste, welcher ihn der Akademie der Wissenschaften zeigte, der er noch unbekannt war. Mit welchem Eifer diese Thatsachen bei den Mitgliedern jener gelehrten Gesellschaft aufgenommen wurden, davon mag folgender Auszug aus den Protocollen der allmontäglichen Sitzungen derselben während des Jahres 1820 zeugen[10].

1820. 4. September. ARAGO's Mittheilung über OERSTED's Versuche.

11. September. Wiederholung der Versuche durch ARAGO vor der Akademie.

18. September. Abhandlung AMPÈRE's über OERSTED's Versuche.

25. September. ARAGO: Eisenfeile hängen sich an den Schliessungsdrath und unmagnetisches Eisen wird in dessen Nachbarschaft magnetisch. — AMPÈRE: über die Wirkung der Säule im Allgemeinen, und über die Wirkung zweier Schliessungsdräthe auf einander.

[11] 2. und 9. October. AMPÈRE: drittes Memoire über die Erscheinungen der VOLTA'schen Säule. BOISGIRAUD: über die Wirkung der Säule auf die Magneten.

16. October. AMPÈRE: Beweise für die Identität der galvanischen Ströme mit den vom Redner in den Magneten angenommenen.

23. und 30. October. AMPÈRE: ein fest in sich selbst zurückkehrender Schliessungsdrath des galvanischen Stromes stellt sich in eine Ebene senkrecht zur Inclination, wenn er sich um eine Axe frei bewegen kann, die senkrecht zum magnetischen Meridian steht.

6. November. AMPÈRE: über die Wirkung der spiralförmigen Leitungsdräthe und Folgerungen daraus. — ARAGO: Darstellung der Magnetisirungserscheinungen durch gewöhnliche Elektricität.

13. November. AMPÈRE: Rapport über BOISGIRAUD's Abhandlung.

20. November, 27. November und 4. December. AMPÈRE: Memoire über das mathematische Gesetz der elektrischen Anziehung und Abstossung.

11. December. AMPÈRE: Zusätze zu der Abhandlung der vorigen Sitzung.

18. December. BIOT: Wirkung des Schliessungsdrathes auf die Magnetnadel.

26. December. AMPÈRE: dritte Note über das Gesetz der Anziehung und Abstossung der elektrischen Ströme. —

In England hatten namentlich HUMPHRY DAVY[12] und WOLLASTON[13] sich mit dem fraglichen Gegenstande sofort nach dessen Bekanntwerden beschäftigt.

---

[1] OERSTED. Experimenta circa efficaciam conflictus electrici in acum magneticam. Hafniae, 21. Jul. 1820. 4 S. 4°. Uebersetzt u. a. in *Gilb. Ann. 66. 295. (1820.) — *Schweigg. Journal. 29. 275—281. — Thomson's *Ann. of Phil.* [1.] Vol. 16.

[2] AMPÈRE. *Gilb. Ann. 67. p. 113 u. 127. (1821.) Aus *Ann. de Ch. et de Phys.* (1820.) T. 15. Sept. et Oct. p. 59 u. 170. — Vorgetragen vor der Akademie zu Paris. 2. Oct., 9. Oct., 30. Oct. u. 6. Nov. 1820. — *AMPÈRE *Recueil d'observations électrodynamiques.* p. 49. — *AMPÈRE und BABINET Entdeckungen über Elektr. u. Magnetismus. Aus dem Französ. Leipzig 1822. S. 32.

[3] FARADAY. *Gilb. Ann. 71. 124. (1822.) — *Quarterly Journal.* Vol. 12. p. 416. — **Ann. de ch. et phys.* 18. 337. (1821.)

[4] SCHWEIGGER. Schweigg. Journ. für Phys. u. Ch. 1821. Heft 1. S. 2 u. 12. Im Auszug in *Gilb. Ann. 67. 429. (1821.) *Gilb. Ann. 68. 1. (1821.)

[5] GILBERT. *Gilb. Ann. 66. 331. (1820 Dec.)

[6] PFAFF. *Gilb. Ann. 68. 298. (1821.)

[7] OERSTED. *Gilb. Ann. 66. 387. (1820.)

[8] H. DAVY. Thomson's *Ann. of Phil.* New Ser. Vol. 2. (1821.) p. 81; *from Phil. Transact.* 1820. p. 7. — *Sturgeon *Ann. of Electr.* 6. 223. (March 1841.)

[9] G. G. SCHMIDT. *Gilb. Ann. 70. 229. (Giessen, 2. Febr. 1822.)

[10] v. YELIN. *Gilb. Ann. 66. 395. (17. u. 30. Nov. 1820.)

[11] H. DAVY. *Gilb. Ann. 71. 241. (1822.) — *Royal Soc.* 5. Juli 1821. Vol. II. — *Thomson's *Ann. of Phil.* New Ser. V. 3. p. 1. (1822.)

[12] OERSTED. *Schweigg. Journ. für Phys. u. Ch. 33. 123. (1821.)

[13] OFFERHAUS. *Gilb. Ann. 69. 193. (1821.) — Später und unabhängig auch von PEPYS — **Phil. Transact.* 1823. p. 187 — construirt und dann unter dem Namen HARE's Kalorimotor bekannt.

[14] CUMMING (Cambridge). *Gilb. Ann. 69. 399. (1821.)

[15] BERZELIUS. *Gilb. Ann. 68. 167 u. 176. (1821.)

[16] Pfaff. *Gilb. Ann. 68. 298. (1821.)
[17] Moll und van Beek. *Gilb. Ann. 69. 193. (1821.)
[18] Oersted. Schweigg. Journ. 29. Heft 3. Im Auszuge *Gilb. Ann. 66. 337. (1820.)
[19] Erman. Umrisse zu den physischen Verhältnissen des von H. Oersted entdeckten elektrochemischen Magnetismus. Berlin 1821. — Im Auszuge *Gilb. Ann. 67. S. 220 u. 382. (1821.); sowie *Schweigg. Journ. 32. 38. (1821.)
[20] Babinet. Ampère und Babinet Entdeckungen über Elektricität und Magnetismus. Aus dem Französischen. Leipzig 1822. S. 70.
[21] Ampère. **Ann. de ch. et de ph.* 18. p. 88 et 313. (1821.)
[22] Ritchie. *Philos. Transact. f.* 1832. P. II. p. 294. — Pogg. Ann. 27. 552. — *Dove Rep. d. Phys. 1. 256.
[23] *Hauch und Forchhammer. Zwei Denkschriften über Oersted's Leben, nebst einem Verzeichniss von Oersted's Schriften. Aus dem Dänischen von Seebald. Spandau 1853.
[24] Oersted. Materialien zu einer Chemie des 19. Jahrhunderts. Regensburg 1803. — Gehlen's Journal. 1806.
[25] Oersted. *Ansicht der chemischen Naturgesetze. Berlin 1812.
[26] Oersted. Ausser den in [20] und [21] citirten Schriften noch: *Schweigg. Journ. [2.] 32. 199. (1821.) — **Journal de Physique.* 93. 261. (1821, Sept.) — *Thomson's *Ann. of Phil.* New Ser. 2. 321. (1821.)
[27] J. T. Mayer. Göttinger gel. Anz. 1820. 171.
[28] Muncke. *Gilb. Ann. 66. 412. (1820.)
[29] Schrader. De Electromagnetismo. Dissertatio inauguralis. Halae, 8. Sept. 1821. — *Schweigg. Journ. 33. 1. (1821.)
[30] Bechstein. *Gilb. Ann. 67. 371. (1821.)
[31] Böckmann. *Gilb. Ann. 68. 1. (1821.)
[32] Pfaff. *Gilb. Ann. 68. 422. (1821.)
[33] Prechtl. *Gilb. Ann. 68. 104. (1821.)
[34] A. van Beek. *Gilb. Ann. 68. 303. (1821.)
[35] Moll, van Rees, van den Bos. *Gilb. Ann. 72. 12. (1822.) — Zum Theil in **Journal de Physique.* 93. 342.
[36] Pictet und de la Rive. *Gilb. Ann. 66. 305. (1820.) — *Bibl. univ. de Genève.* 14. 281.
[37] Gazzeri, Ridolphi, Antinori, Graf Bardi. *Gilb. Ann. 71. 262. (1822.)
[38] Configliachi. *Gilb. Ann. 69. 203. (1821.)
[39] *Notices sur Francois* Arago *par* A. de la Rive. **L'Institut* N. 1038. 23. Nov. 1853. — Aus *Bibl. univ. de Genève.*
[40] U. A. *Gilb. Ann. 66. 310. (1820.)
[41] U. A. **Ann. de Chimie et de Physique.* 15. 318. (1821.)
[42] H. Davy. *Gilb. Ann. 67. 382. (1821.); sowie Thomson's *Ann. of Philos.* New Ser. V. 2. p. 81. (1821.) — *Philos. Transact.* 1820. p. 7. — *Sturgeon *Ann. of Electricity.* 6. 223. (March 1841.)
[43] Vergl. *Quarterly Journ. of Sc.* X. 363.

§. 3. Hülfsapparate.

Um Wiederholungen für die Folge zu vermeiden, mag hier sogleich die Beschreibung einer Anzahl von Hülfsapparaten eingeschalten werden, welche durch die Oersted'sche Entdeckung hervorgerufen wurden, und zur Darstellung vieler der zu behandelnden Erscheinungen nothwendig sind.

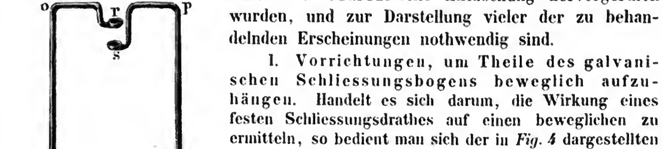


Fig. 4.

I. Vorrichtungen, um Theile des galvanischen Schliessungsbogens beweglich aufzuhängen. Handelt es sich darum, die Wirkung eines festen Schliessungsdrathes auf einen beweglichen zu ermitteln, so bedient man sich der in *Fig. 4* dargestellten Vorrichtung. Auf einem horizontalen Brett stehen zwei senkrechte Dräthe mo und np von etwa 38 Centimeter Höhe in einem Horizontalabstande von etwa 28 Centimeter. Bei o und p biegen sich dieselben horizontal um, und diese Theile tragen zwei metallene Näpfchen r und s.

Letztere stehen in einigem Abstande genau senkrecht unter einander und befinden sich in der Mitte der Breite des Apparates. Auf dem Boden des Näpfchens *s* wird ein Achathütchen angebracht, oder in Ermangelung desselben die Hälfte einer kleinen Glaskugel aufgekittet, um den in eine Spitze ausgehenden beweglichen Theil des Schliessungsdrathes aufzunehmen. Ein Tropfen Quecksilber, welcher das Achat- oder Glashütchen überdeckt, leitet die metallische Verbindung zwischen dem beweglichen und festen Drathe wieder ein. Die übrigen Näpfchen *r*, *m* und *n* werden ebenfalls mit Quecksilber gefüllt; das andere Ende des beweglichen Drathes berührt das Quecksilber in *r*, ohne auf dem Boden von *r* aufzustehen. In *m* und *n* tauchen die Verbindungsdräthe der galvanischen Kette. Zur Sicherung der Dräthe *morpn* können mit Vortheil zwei hölzerne Säulen mit einem Querbalken auf dem Fussbrett befestigt werden.

Ein anderer Aufhängeapparat ist der in *Fig. 5* dargestellte. Der Drath *mo* führt durch eine horizontale Verlängerung zu dem Quecksilbernäpfchen *r*. Dieser Drath ist mit Seide und Firniss überzogen und um denselben ist ein ebenfalls übersponnener Drath *nos* spiralförmig aufgewunden. Letzterer trägt das senkrecht unter *r* stehende Quecksilbernäpfchen *s*, welches auf dem Boden mit einem Achathütchen versehen ist. Mit den andern Enden der beiden Dräthe stehen die Zuleitungsnäpfchen *m* und *n* in Verbindung. Diese von Ampère [1] angegebene Vorrichtung dient dazu, einem beweglichen, mit seinen beiden Enden in *r* und *s* tauchenden Theile des Schliessungsbogens durch *r* den Strom zuzuführen und durch *s* wieder abzuführen. Ist die Spirale sehr eng um den geraden Drath gewunden, so wird die Wirkung des in einem Drathe absteigenden Stromes durch die Wirkung des im andern aufsteigenden so aufgehoben, dass sie schon in geringer Entfernung unmerklich ist. Der bewegliche Theil ist also hierdurch dem Einflusse des ab- und zugeleiteten Stromes entzogen.

Fig. 5.

Dem Uebelstande, dass der bewegliche Drath nicht im ganzen Kreise umhergeführt werden kann, begegnete Sturgeon [2] durch Construction des in *Fig. 6* wiedergegebenen Apparates. Auf einem hölzernen Fusse *M* ist eine Röhre von Kupferblech befestigt, welche unten in eine schmale Platte, oben in ein etwas geräumiges Quecksilbergefäss *s* ausgeht. Diese Röhre steht mit dem auf der Bodenplatte befestigten, mit Quecksilber zu füllenden Zuleitungsgefässchen *m* in metallischer Verbindung. In der Axe der Röhre geht, ohne dieselbe innen metallisch zu berühren, ein Kupferstab aufwärts, der in der Figur durch punktirte Linien angedeutet ist. Letzterer steht durch eine Leitung im Innern des Fusses mit dem Näpfchen *n* in Verbindung und trägt oben concentrisch mit *s* das Quecksilbernäpfchen *r*. Hier werden *m* und *n* mit den respectiven Polen der Säule in Verbindung gesetzt, in *r* steht das zugespitzte eine Ende des beweglichen Drathes auf, und durch das andere Ende desselben wird blos die Oberfläche des in *s* befindlichen Quecksilbers berührt. Es ist zweckmässig, das Näpfchen *s* nicht unmittelbar an die peripherische Kupferröhre anzulöthen, sondern es mit einer Hülse in Verbindung zu setzen, die an dieser Röhre auf- und abgeführt und in verschiedenen Höhen mit der Schraube *t* festgestellt werden kann. Die

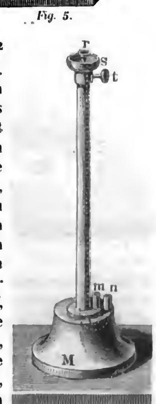


Fig. 6.

Hülse muss bis zum Niveau des obern Randes von *s* fortgeführt werden, um eine Verunreinigung der Röhre durch das Quecksilber zu vermeiden. Dieser Apparat lässt sich am zweckmässigsten dadurch herstellen, dass man den centralen Drath mit seinen Näpfchen *r* und *n* versieht, denselben auf seiner Oberfläche dick mit Lack oder Guttapercha überzieht, diesem Ueberzuge durch Bestreichen mit Graphit eine leitende Oberfläche giebt und auf derselben eine genügend dicke Ablagerung von galvanoplastischem Kupfer bewirkt. Die äussere Form wird dem Ganzen auf der Drehbank gegeben. Durch diese Anfertigung gewinnt man den Vortheil, dass die äussere Röhre vollkommen fest mit dem centralen Stabe verbunden ist, und somit alle Metalltheile durch eine einzige, am letztern angebrachte Schraube auf dem Fusse befestigt werden können.

Schweigger [3] erzielt die Vortheile des erwähnten Apparates dadurch, dass er die zur Zuleitung des Stromes dienenden Quecksilbernäpfchen unmittelbar mit dem beweglichen Leiter über der Drehungsaxe desselben in Verbindung bringt. Soll z. B. eine Bewegung des Leiters *mA* in der Kreisrinne *AB* der *Fig.* 7 bewirkt werden, so wird ein Quecksilbernäpfchen *m* unmittelbar über dem Hütchen angebracht, welches auf dem Träger *o* des Leiters ruht. Der Strom wird alsdann durch den abgesonderten Drath *a* zugeführt, und kehrt durch einen bei *n* eingelegten Drath zum Rheomotor wieder zurück. Schweigger empfiehlt auch, den Strom unmittelbar und ohne Quecksilberverbindung durch die Spitze des Trägers *o* dem beweglichen Leiter zuzuführen; doch ist dieses deswegen mangelhaft, weil bei Anwendung von einigermassen starken Strömen die Spitze des Trägers leicht zum Glühen kommt und dadurch an Brauchbarkeit verliert.

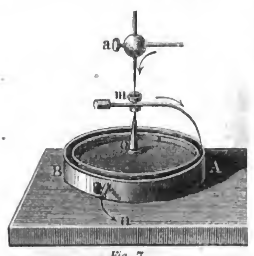


Fig. 7.

II. Der Commutator. In vielen Fällen ist es erwünscht, dem Strom in einem Theile des Schliessungsbogens die entgegengesetzte Richtung geben zu können, ohne die Anordnung des Versuches wesentlich zu ändern. Ampère hat in seinem später zu erwähnenden Universalapparate sich einer derartigen Vorrichtung bedient, die von Pohl [4] nach Art der *Fig. 8 A* und *B* bedeutend verbessert wurde und unter dem Namen Commutator oder Gyrotrop bekannt ist. Auf einem Brettchen von etwa 12 Centimeter Durchmesser befinden sich sechs Vertiefungen *a*, *b*, *c*, *d*, *e*, *f*, um Quecksilber aufzunehmen. Vier derselben sind zu zwei durch die kreuzweise gelegten Dräthe *be* und *cf* in metallischer Verbindung. Damit diese sich an der Kreuzungsstelle nicht berühren, ist der eine, wie aus den Figuren ersichtlich, in der Mitte gebogen. Auf diesem Brette liegt die bewegliche Brücke *g*, bestehend aus einer Glasröhre, in deren beiden Enden je drei starke Kupferdräthe eingekittet sind. Die drei Dräthe der einen und der andern Seite sind zusammengelöthet, die Dräthe beider Seiten aber in keiner metallischen Berührung. Die mittelsten kürzern Dräthe tauchen in die Quecksilberbehälter *a* und *d*. Die längern seitlichen Dräthe sind so gebogen, dass je einer auf jeder Seite bei der Lage der Brücke in *Fig. 8 A* in die Näpfchen *e* und *f* tauchen, die beiden andern aber in einigem Abstande über

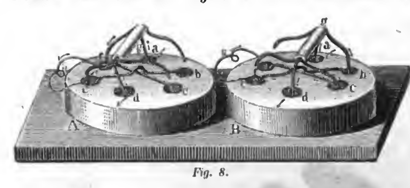


Fig. 8.

den Näpfchen *b* und *c* stehen, während bei der Lage der Brücke in *Fig. 8 B* die letztern in die Näpfchen *b* und *c* tauchen, die erstern aber über *e* und *f* stehen. Beabsichtigt man nun in einem Drathe *fse* dem Strome abwechselnd entgegengesetzte Richtungen zu geben, so werden seine Enden in *f* und *e* getaucht, und die Zuleitungsdräthe des Rheomotors in *a* und *d*. Verfolgt man den durch Pfeile angedeuteten Weg des Stromes für die bezüglichen Lagen der Brücke in beiden Figuren, so ergiebt sich die Stromesrichtung *fse* in der ersten, die Richtung *esf* aber in der zweiten Lage, indem im ersten Falle der Strom unmittelbar durch die Brücke in den Drath überging, im zweiten aber erst den Weg der gekreuzten Dräthe verfolgen muss. Um also die Stromesrichtung im Drathe *fse* zu ändern, ist es nur nöthig, der Brücke *g* die entsprechende Lage zu geben.

Von den vielen Abänderungen, welche der Commutator erfahren hat, mögen nur noch folgende erwähnt werden. In Oersted's physikalischem Cabinet findet sich der im Princip durch *Fig. 9* dargestellte, obschon die Genauigkeiten im Einzelnen nicht verbürgt werden können. Auf einem Fussbrette stehen zwei metallene Ständer *e* und *f*, in welchen sich zwei metallene Axen *h* und *k* bewegen lassen. Jede dieser Axen trägt drei metallene Arme, je einen kürzern, der nach *d* und *c* herabreicht, und je zwei längere, welche nach den Quecksilberbehältern *a* und *b* reichen. Zwischen den Ständern ist ein horizontales Klötzchen *cd* um seinen Mittelpunkt — wo es durch die Schraube *g* gehalten wird — auf der Bodenplatte um einen kleinen Winkel drehbar. Bei *c* und bei *d* ist auf demselben eine Nuth eingeschnitten, in welche sich die kürzern, von den beiden Axen absteigenden Arme *kc* und *hd* einstemmen. Die andern Arme sind so gebogen, dass nur immer einer von jeder Axe in die Behälter *a* und *b* tauchen kann. In der Lage der Figur ist demgemäss die Axe *h* mit *a* und die Axe *k* mit *b* in Verbindung. Wird nun das Klötzchen um einen kleinen Winkel so verschoben, dass *c* nach hinten und *d* nach vorn geht, so nimmt es die kurzen Arme mit, dreht dadurch die beiden Axen im entgegengesetzten Sinne, und bewirkt so ein Austauchen der Arme *ha* und *kb* und dagegen ein Eintauchen der Arme *ka* und *hb*. Dadurch wird aber der Strom im Schliessungsdrathe geändert, wenn seine beiden Enden in das Quecksilber der Behälter *a* und *b* eintauchen, während die Verbindungsdräthe mit dem Rheomotor in den Löchern bei *e* und *f* eingeschraubt werden. Sind bei *c* und *d* ebenfalls Quecksilbernäpfchen angebracht, so können auch in diese die beiden Poldräthe eingetaucht werden.

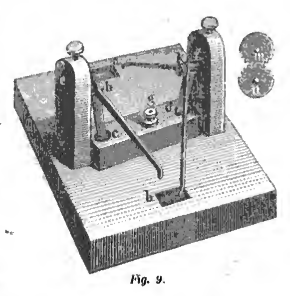


Fig. 9.

Der von Herrn Mechanikus Etter in Bonn construirte [5] und zuerst an Plücker's Elektromagnet angebrachte Commutator ist dem vorigen sehr ähnlich. Er weicht dadurch von demselben ab, dass beide Axen über einander liegen, und nicht wie hier in dieselbe Richtung fallen. Die untere Axe ist zum Theil von Holz und geht mit diesem Theile durch den gegenüber stehenden Ständer. Da, wo beide Axen münden, sind gezähnte Räder wie *m* und *n* in der Nebenfigur aufgesetzt. An der obern Axe ist ein Knopf angebracht, um diese und infolge der Zahnräder auch die andere in entgegengesetzter Richtung zu drehen. Das Klötzchen *cd* und die zu ihm führenden kurzen Arme *ch* und *dk* werden somit überflüssig. Die der untern Axe angehörenden Arme müssen natürlich etwas kürzer sein, als die von der obern ausgehenden; alle Arme sind aber so gegen einander abgeglichen, dass das Spiel der Bewegung ganz wie in Oersted's Commutator erfolgt.

Die beiden letzten Vorrichtungen sind jedenfalls nur Vervollkommnungen einer von MUNCKE [6] angegebenen, in welcher die Quecksilbernäpfchen durch amalgamirte Kupferbleche ersetzt werden.

Die bisher beschriebenen Apparate haben den Uebelstand, dass man bei ihnen das Quecksilber nicht entbehren kann. Diesen Uebelstand zu vermeiden, wandte ich mit Vortheil das Princip des Vierweghahnes auf den Commutator an, in der Art, wie es die *Fig. 10* veranschaulichen mag. Es sind *a* und *c* zwei Schraubenzwingen, in welche die Enden des Schliessungsdrathes, und *b* und *d* zwei andere, in welche die Enden der vom Rheomotor kommenden Poldräthe eingeschraubt werden. Diese Schraubenzwingen stehen auf vier nach der Mitte hin convergirenden Platten von starkem Kupfer, und sind durch dieselben hindurch in das Fussbrett *MN* eingeschraubt. Diese vier Platten berühren sich nicht in der Mitte, sondern stehen alle um einen beträchtlichen Raum symmetrisch von einander ab. Der Mittelpunkt ist durch eine kurze verticale Axe *g* bezeichnet, auf welcher ein horizontales Holzklötzchen, um dieselbe drehbar, mittels einer Schraube gehalten wird. Dieses Klötzchen trägt auf der untern Seite zwei Quadranten von starkem Kupfer *e* und *f*, welche, damit sie sich nicht metallisch berühren, nach dem Mittelpunkt ausgeschnitten sind. Die kupfernen Quadranten sind auf den vier Kupferplatten vor der Drehbank abgeschliffen. Von dem Klötzchen gehen zwei Metallstangen nach oben, und diese sind am obern Ende durchbohrt, um einen horizontalen Holzstab *hk* zu tragen. Der Holzstab dient dazu, das Klötzchen und mit ihm die kupfernen Quadranten um den Mittelpunkt *g* zu drehen. In der Lage, welche die Figur darstellt, ist nun dem Strom ein Weg zwischen *a* und *d*, sowie zwischen *b* und *c* dargeboten. Wird aber *h* nach vorn und *c* nach hinten um 45° gedreht, so liegen die beiden Quadranten blos auf den Platten *d* und *b*, und der Strom ist unterbrochen. Wird der bewegliche Theil um weitere 45° in demselben Sinne gedreht, dann wird dem Strom eine Brücke zwischen *a* und *b*, sowie zwischen *c* und *d* dargeboten und dieser muss somit die entgegengesetzte Richtung im Schliessungsdrathe annehmen als in der ersten durch die Figur dargestellten Lage.

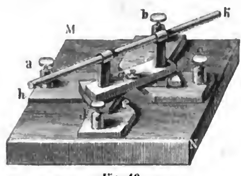


Fig. 10.

Ebenfalls nach Art des Vierweghahnes ist der Commutator des Herrn Mechanikus RUHMKORFF in Paris eingerichtet. Derselbe ist in *Fig. 11* dargestellt. Auf einem Bodenbrette *MN* sind zwei metallene Ständer *m* und $m_{,}$ befestigt. In diesen lässt sich um die horizontale Axe *a* an einem, der Deutlichkeit wegen in der Zeichnung hier weggelassenen, Knopf ein Cylinder von Elfenbein *c* drehen. Auf letzterem sind zwei Wülste von Kupfer *k* und $k_{,}$ diametral gegenüber, jeder mit zwei Schrauben befestigt. Die vordere dieser Schrauben von *k* fasst in den vordern Theil, die hintere von $k_{,}$ in den hintern Theil der Axe *a*, und diese besteht aus zwei metallenen Stücken, welche sich im Innern des Cylinders nicht metallisch berühren. An die Kupferwülste legen sich zwei Federn von hartem Kupfer, welche auf der Bodenplatte mittels der Schraubenzwingen *s* und $s_{,}$ befestigt sind. Zwei andere Schraubenzwingen, die in der Zeichnung weggelassen wurden, communiciren metallisch mit den beiden Ständern *m* und $m_{,}$. Wird nun *s*

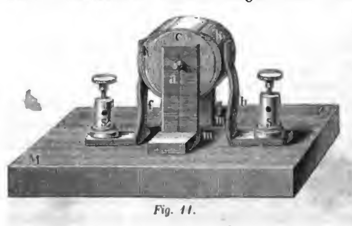


Fig. 11.

mit dem positiven, $s_{\prime}$ mit dem negativen Pole der Kette, und werden m und $m_{\prime}$ durch den Schliessungsbogen verbunden, so bewegt sich der Strom durch sfk nach der vordern metallenen Halbaxe, und mittels m durch den Schliessungsbogen nach $m_{\prime}$, um durch die hintere metallene Halbaxe nach $k_{\prime} f_{\prime}$ und $s_{\prime}$ zu gehen. Wird der Cylinder um 90° gedreht, so lehnen die Federn f und $f_{\prime}$ am Elfenbein, und der Strom ist unterbrochen. Wird der Cylinder um 180° gedreht, so ist die Feder f mit $k_{\prime}$ und somit durch die hintere Halbaxe mit $m_{\prime}$ in metallischer Berührung, der Strom wird also umgekehrt im Schliessungsbogen von $m_{\prime}$ nach m sich bewegen, um durch die vordere Halbaxe nach k und über $f_{\prime}$ nach $s_{\prime}$ zu gelangen.

III. Der Inversor wurde von POGGENDORFF[7] construirt, um galvanischen Strömen in rascher Aufeinanderfolge entgegengesetzte Richtungen geben zu können. Das Instrument ist in *Fig. 12* dargestellt. Eine 4 Linien dicke, etwa $2^1/_2$ Zoll im Durchmesser haltende Holzscheibe ist in 40 gleiche Theile auf der Peripherie getheilt. Umzech sind von der Seite her die punktirt gezeichneten Kupferstücke a, b .... in das Holz eingelassen. Beide Seiten sind mit Holzscheiben von etwas grösserm Durchmesser und diese wiederum mit Kupferplatten bedeckt. Die Kupfersectoren a sind durch Schrauben mit der vordern und die Sectoren b in ähnlicher Weise mit der hintern Kupferplatte in leitende Verbindung gesetzt. Diese Vorrichtung ist um die Axe A mittels der Kurbel D in den hölzernen Ständern B drehbar, welche letztern auf dem Bodenbrette C befestigt sind. Die Axe ist von Metall und besteht aus zwei gesonderten Hälften, welche blos an die deckenden Kupferplatten angelöthet sind. Gegen jede dieser Halbaxen stemmt sich eine vom Bodenbrett ausgehende Metallfeder i und i' und gegen zwei benachbarte, an der Peripherie freie Kupfersectoren drücken die ebenfalls vom Bodenbrette ausgehenden Metallfedern h und h'. Werden nun die letztern Federn mit einem Schliessungsbogen, die erstern mit einem Rheomotor in leitende Verbindung gesetzt, so ist leicht zu übersehen, dass bei jeder Umdrehung der Scheibe der Strom 20 mal im Schliessungsbogen wechseln muss. Um die Drehung der Scheibe zu beschleunigen, kann auf der Axe A ein Rad mit gekehltem Rand aufgesetzt und dieses mit einer Centrifugalmaschine in Verbindung gesetzt werden.

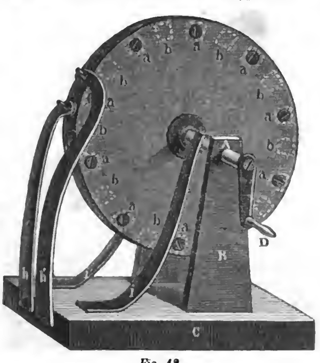


Fig. 12.

Wird von den beiden Federpaaren blos je eine benutzt, so kann das Instrument als Disjunctor gebraucht werden, dessen Zweck die nächste Nummer behandeln wird.

IV. Der Disjunctor (Mutator). Es wird häufig nothwendig, einen galvanischen Strom in rascher Aufeinanderfolge regelmässig zu unterbrechen und wieder herzustellen. Ein zu diesem Zwecke dienender Apparat heisst ein Disjunctor oder nach MOSER[8] Mutator. Eine grosse Anzahl zu diesem Zwecke dienender Apparate ist von BEETZ[9] zusammengestellt worden. Der einfachste Disjunctor besteht aus einem um seine metallene Axe drehbaren metallenen Rade, das an seiner Peripherie mit vielen Zähnen versehen ist. Auf diesen schleift das Ende einer metallenen Feder, sodass dasselbe beim Drehen des Rades immer nur von einem Zahne berührt wird, nicht aber bis auf den Grund der Zwischenräume einschlagen kann. Wird die Axe mit einem Pole des Rheomotors metallisch verbunden, die Feder aber mit

dem einen Ende des Schliessungsbogens, während das andere Ende desselben mit dem andern Pole des Rheomotors in directer Verbindung steht, so kann nur dann ein Strom circuliren, wenn die Feder auf einem Zahne ruht; der Strom wird aber unterbrochen, wenn das Ende der Feder zwischen zwei Zähnen schwebt.

Um das Einschlagen der Feder auf den Boden des Metallrandes zu vermeiden, werden nach Jacobi [10] oder nach Neeff [11] die Zwischenräume mit Holz oder Elfenbein ausgefüttert. Neeff's Apparat ist mit dem Namen Blitzrad belegt worden.

Es ist bisweilen wünschenswerth, zwei und mehre von einander gesonderte Ströme gleichzeitig unterbrechen zu können. Dazu dient ein von Dove [12] angegebenes Instrument, welches wesentlich aus zwei oder mehren, dem vorigen ähnlichen, unter einander verbundenen Apparaten besteht. Auf einer, an einem Bodenbrette *MN* in *Fig. 13* befestigten, geeigneten Unterlage lässt sich eine horizontale gläserne oder hölzerne Welle an einer Handhabe *g* drehen. Auf derselben sind zwei oder mehre kupferne Räderpaare wie $x z$ und $\xi\zeta$ befestigt, von denen je eines, x und ζ, massiv, das andere z und ξ aber sternförmig ausgezackt ist. Beide zu einander gehörige Räder sind durch kupferne, die Axe umgebende Hülsen metallisch mit einander verbunden. Im Bodenbrette befinden sich vier Rinnen r, s, ρ und σ, welche mit Quecksilber so weit gefüllt werden, dass von den massiven Scheiben der Rand, von den ausgeschnittenen aber nur die Enden der Zacken in dasselbe eintauchen. Werden nun die Poldräthe einer Kette in die Rinnen r und s, die einer andern Kette in die Rinnen ρ und σ eingetaucht, so geschieht durch Drehen der Axe je nach Stellung beider Räderpaare eine gleichzeitige oder ungleichzeitige Unterbrechung beider Ströme, wenn die Zähne sich aus dem Quecksilber heben, oder es werden die Ströme wieder hergestellt, sobald die Zähne in das Quecksilber eintauchen.

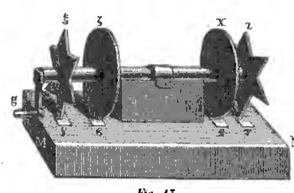


Fig. 13.

Wie leicht zu sehen, lässt sich ein Räderpaar dieses Apparates in allen Fällen statt der vorigen Disjunctoren benutzen.

---

[1] Ampère u. A. * Ampère und Babinet Darstellung der Entdeckungen über Elektricität und Magnetismus. Aus dem Franz. Leipzig 1822. S. 21.
[2] Sturgeon. * Sturgeon *Ann. of Electr.* 8. 337. (Mai 1842.)
[3] Schweigger. * Schweigg. Journ. 46. 1. (1826.)
[4] Pohl. * Kastner's Archiv. 13. 49. (1828.)
[5] Etter. Vergl. * Joh. Müller Lehrbuch der Physik und Meteorologie. Dritte Aufl. Braunschweig 1847. Bd. 2. S. 691.
[6] Muncke. * Gehler's ph. W., n. B. 6. 1184.
[7] Poggendorff. * Pogg. Ann. 45. 385. (1838.)
[8] Moser. * Dove Rep. d. Ph. 1. 252.
[9] Beetz. * Rep. d. Ph. 8. 30.
[10] Jacobi. *Memoire sur l'application de l'Électromagnétisme au mouvement des machines.* Potsdam 1835. — * Dove Rep. d. Ph. 1. 252.
[11] Neeff. Pogg. Ann. 36. 352. — * Dove Rep. d. Ph. 1. 252. — * Gehler ph. W., n. B. 6. 1187.
[12] Dove. * Pogg. Ann. 43. 511. (1832.) — Aus den Berichten der berliner Akademie.

§. 4. Multiplicator.

Den ersten wesentlichen Fortschritt nach der Entdeckung des Elektromagnetismus machte Schweigger [1] durch die Construction des **Multiplicators.** „Um nämlich die Wirkung des Schliessungsbogens auf die Magnetnadel zu ver-

stärken, hat man meistentheils nicht grössere Batterien zu construiren, sondern muss den Schliessungsdrath in angemessener Weise wiederholt um die Bussole schlingen, da der vom positiven Pol kommende Drath unter der Nadel auf sie dieselbe Wirkung ausübt, als der negative Drath über die Nadel geleitet." Dem entsprechend besteht der Multiplicator wesentlich aus einem mehrfach um einen hohlen Raum gewundenen Drath, in welchem eine leicht bewegliche Magnetnadel schwebt. Werden die Ebenen der Drathwindungen der Axe der Magnetnadel parallel gestellt, so beobachtet man schon infolge eines schwachen durch den Drath geführten Stromes eine starke Ablenkung an der Nadel. Eine über die Windungen gehaltene Nadel würde die entgegengesetzte Ablenkung erhalten, als die in denselben befindliche, oder würde dieselbe Ablenkung erfahren, wenn ihre Polarität die entgegengesetzte Richtung hat. Aus diesem Grunde, und weil zwei mit einander verbundene Nadeln von entgegengesetzter Polarität die richtende Wirkung des Erdmagnetismus aufheben, macht man den Multiplicator dadurch noch empfindlicher, dass man zwei gleichgestaltete und fast gleich starke Magnetnadeln parallel zu einander mittels eines Querstäbchens verbindet, den Nordpol der einen dahin richtet, wo sich der Südpol der andern befindet, und dieses astatische Nadelpaar so in dem Drathgewinde beweglich aufhängt, dass sich die eine Nadel innerhalb, die andere ausserhalb der Windungen befindet. Der Multiplicator ist so vervollkommnet worden, dass er jetzt als das empfindlichste Reagens auf galvanische Ströme angesehen werden kann.

Fig. 1 zeigt, dass alle innerhalb des Drathes *mopn* befindliche Nadeln nach derselben Richtung abgelenkt werden. Daraus müssen wir schliessen, dass alle Theile dieses Schliessungsbogens auch auf eine einzige innerhalb desselben schwebende Nadel in demselben Sinne ablenkend einwirken, und dass dieses sogar dann noch geschieht, wenn man den Drath von *n* nach *m* hin wieder zurückführt. Denkt man sich nämlich in der Richtung des Stromes umherschwimmend, das Gesicht stets nach der Nadel gekehrt, so bleibt die linke Hand, nach welcher der Nordpol abgelenkt wird, stets nach derselben Seite gekehrt. Ein abermaliger Kreislauf in der Richtung *mopnm* wird nothwendiger Weise dieselbe Wirkung hervorrufen u. s. f., und so erklärt sich eine Vervielfältigung der Wirkung mit der Vervielfältigung der Windungen. Damit nun der Strom nicht von einer Windung auf die benachbarte übergehen kann, wird es Bedingung, dieselben von einander zu isoliren, am besten durch Ueberspinnen des Drathes mit Seide und Tränken in Schellackfirniss. Da ferner die Wirkung des Drathes auf die Nadel um so grösser ist, je näher sich beide stehen, so ist es geeignet, die Windungen so eng zu machen, als es unbeschadet der freien Beweglichkeit der Nadel geschehen kann.

Allerdings würde nun für dieselbe Stromquelle und eine gegebene Drathdicke die Wirkung des Multiplicators immer mehr zunehmen, je mehr Windungen man um die Nadel führte. Doch abgesehen davon, dass durch eine unbeschränkte Vermehrung der Windungen der Apparat unförmlich werden würde, ist man daran auch durch den Umstand gehindert, dass mit der Entfernung der Windungen von der Nadel ihre Wirkung abnimmt. Die Dicke der Rolle ist also bis auf eine gewisse Grösse beschränkt, und man ist sonach gezwungen, eine Vermehrung der Windungen nur durch eine Verminderung der Drathdicke zu erzielen. Aber auch hier ist eine Grenze gesetzt. Denn, wenn auch der dünne Drath in vielen Windungen bei derselben Stromstärke eine grössere Ablenkung hervorbringen kann, als der dicke Drath in wenigen Windungen, so ist doch immer der Multiplicator als ein Glied der ganzen

galvanischen Kette zu betrachten und als solches vermindert er die Stromstärke infolge des Widerstandes, den er dem Strome darbietet. Es fragt sich also, welche Anzahl von Drathwindungen muss man dem Multplicator geben, damit er die grösste Wirkung auf die in ihm schwebende Magnetnadel ausübe, wenn er in eine galvanische Kette von der elektromotorischen Kraft E eingeschalten werden soll, die an sich schon einen Widerstand W besitzt.

Es möge der Einfachheit wegen die Dicke der Drathmasse nicht grösser genommen werden, als dass die äussersten Windungen merklich eine ebenso grosse Wirkung auf die Nadel ausüben als die innern. Die Wirkung einer Windung sei μ, die Anzahl derselben x und die Stromstärke sei S, so ist klar, dass die Gesammtwirkung aller Windungen dem Product

$$\mu x S$$

gleich ist. Beabsichtigt man nun der ganzen Drathrolle eine solche Dicke zu geben, dass ihr Querschnitt a Flächeneinheiten beträgt und misst der Drath q solcher Einheiten im Querschnitt, so ist die Anzahl der Windungen, abgesehen von den sich bildenden Zwischenräumen,

$$x = \frac{a}{q}.$$

Die Stromstärke findet sich aber nach der OHM'schen Formel durch die Gleichung

$$S = \frac{E}{W + W_1},$$

wo W_1 allgemein den Widerstand bedeutet, welchen der Multiplicator allein dem Strome darbietet. Würde nun die ganze Rolle aus einer einzigen massiven Windung bestehen, so dick als alle jene x Windungen zusammen, und würde diese einen Widerstand $= \omega$ darbieten, so wird dieser Widerstand bei einer Vertheilung der Metallmasse in x einzelne Windungen einmal in dem Maasse vergrössert, als der Strom die $x$fache Weglänge zu durchlaufen hat, und dann noch in dem Maasse, als sein Weg bis auf $\frac{1}{q}$ enger geworden ist. Der Widerstand des Multiplicatordrathes ergiebt sich also

$$W_1 = \frac{\omega x}{q}$$

oder wegen $x = \frac{a}{q}$

$$W_1 = \frac{\omega a}{q^2}.$$

Durch Substitution dieser Werthe von W_1, S und x geht aber das obige Maass für die Wirkung des Multiplicatordrathes auf die Nadel über in

$$\mu a E \frac{q}{W q^2 + \omega a}.$$

Das Maximum dieses Werthes ergiebt sich, wenn sein Differenzialquotient nach $q = 0$ gesetzt wird, also

$$\mu a E \frac{\omega a - W q^2}{(W q^2 + \omega a)^2} = 0.$$

Dieser Bedingung wird genügt, wenn

$$\omega a = Wq^2$$

oder

$$\frac{\omega a}{q^2} = W$$

d. i.

$$W_1 = W.$$

Das heisst aber: man wird die grösste Wirkung auf die Magnetnadel erhalten, wenn man Drath von einer solchen Dicke wählt, dass er bei der limitirten Drathmasse einen ebenso grossen Widerstand dem Strome darbietet, als demselben schon durch die übrigen in der Kette befindlichen Glieder dargeboten wird. Die Anzahl der Windungen ergiebt sich aus dieser Vorschrift von selbst, wenn man die geeignetste Dicke der Drathrolle ausfindig gemacht hat. Doch hierüber herrschen noch verschiedene Ansichten. Nur in seltenen Fällen dürfte die Dicke der Drathlage die halbe Länge der Nadel übersteigen.

Nach den hier gepflogenen theoretischen Nachweisungen müsste man für jeden Versuch einen besondern Multiplicator construiren, um die grösste Wirkung zu erhalten. Da dieses aber unstatthaft ist, lässt sich wenigstens soviel entnehmen, dass man sich bei gewissen Kategorien von Versuchen anderer Multiplicatoren zu bedienen hat. Namentlich ist es nothwendig, bei thermogalvanischen Versuchen wenige Windungen von starkem Drath anzuwenden, indem die Thermosäulen selbst nur einen geringen Widerstand darbieten. Fechner schlug sogar vor, nur eine einzige Windung eines breiten Kupferstreifens zu benutzen. Bei Versuchen mit hydrogalvanischen Strömen wird man meist wohl thun, sich eines längern und dünnern Multiplicatordrathes zu bedienen. Hat man es endlich mit so bedeutenden Widerständen zu thun, wie sie von Theilen des thierischen Organismus bei Versuchen über Muskel- und Nervenströme dargeboten werden, so werden die meisten Windungen von dem feinsten Drathe in Anwendung zu bringen sein. Du Bois-Reymond gebraucht bei seinen „Untersuchungen über thierische Elektricität“ Multiplicatoren von *4650* Windungen bei 0,17 Millimeter Durchmesser des Drathes und sogar von 24160 Windungen bei 0,15 Millimeter Durchmesser.

Bei Discussion der *Fig. 1* wurde noch ferner darauf aufmerksam gemacht, dass die ausserhalb des Drathes hängenden Nadeln die entgegengesetzte Ablenkung erfahren, als die innern. Nobili benutzte diese Thatsache, um den Multiplicator noch ungleich empfindlicher zu machen, indem er die nach ihm benannte astatische Doppelnadel einführte. Dieselbe besteht aus zwei starr mit einander verbundenen Magnetnadeln *ns* und *n's'*, *Fig. 14*, welche, in derselben Verticalebene befindlich, die ungleichnamigen Pole *n* und *s'*, sowie *s* und *n'* nach denselben Seiten kehren. Beide Nadeln werden so gegen einander abgeglichen, dass sie sich infolge des Erdmagnetismus willkürlich wenig richten. Wird nun dieses System so an einem dünnen Coconfaden aufgehangen, dass die untere Nadel innerhalb, die obere unmittelbar über dem Drathgewinde *KZ* schwebt, so erzielt man bei dem Vortheile geringerer Richtkraft durch den Erdmagnetismus noch den weitern, dass beide Nadeln infolge eines durch das Gewinde gesandten Stromes in demselben Sinne, also weit stärker abgelenkt werden, als Eine Nadel allein. Bei

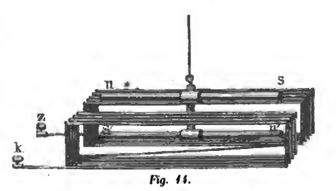


Fig. 14.

Anwendung der Doppelnadel wird es nothwendig, die Windungen in zwei Abtheilungen aufzulegen, sodass mitten zwischen denselben sich ein Schlitz befindet, um die innere Nadel hindurch führen zu können. Nobili's Doppelnadel hat den Multiplicator zum Nachweis auch der schwächsten galvanischen Ströme geschickt gemacht.

Die obigen theoretischen Erörterungen über die geeignetste Zahl der Windungen würden beträchtliche Modificationen erleiden, wollte man dieselben auch auf die Doppelnadel übertragen, indem die Wirkung der Drathwindungen auf die äussere Nadel nicht so einfachen Gesetzen gehorcht, als die auf die innere.

Eine weitere Entwickelung der Theorie, sowie eine Darstellung der allmäligen Vervollkommnungen des Multiplicators mag hier unterbleiben, indem derselbe als ein der Lehre vom Galvanismus angehöriges Instrument betrachtet werden muss. Es folge nur noch die Beschreibung eines Multiplicators, welchen ich vielfach für zweckmässig befunden habe. *Fig. I.* stellt das Instrument im Durchschnitt dar.

Die Basis bildet ein kreisrundes Brett *AB*, das auf drei Schraubenfüssen ruht. In der Mitte desselben ist ein Messingstück *w* mit konischer Durchbohrung eingelassen, in welche der konische Zapfen *v* passt. Letzterer ist mit einer messingenen 45°-Welle *e* oder besser mit einer Verzahnung in Verbindung, welche durch eine zweite 45°-Welle *s*, respective durch eine Schraube ohne Ende, mittels des Knopfes *f* im Kreise gedreht werden kann. Auf die Welle *e* ist das kreisrunde Brettchen *gk* geschraubt, und dieses dient dazu, den auf drei Schraubenfüssen stehenden Rahmen *EF* mit den Multiplicatorwindungen, sowie je zwei Schraubenzwingen *g* und *k* zu tragen. Das Brettchen *gk*, sowie die Welle und der Zapfen sind in der Mitte durchbohrt. Die Durchbohrung ist mit einem Elfenbeinröhrchen ausgefüttert, welches sich unten in den Ring *r* ausbreitet, und in diesem Röhrchen steckt die metallene Axe *lm*. Ueber dem Elfenbeinringe sind zwei Messingringe *d* und *c* aufgesteckt, und unter demselben zwei andere Messingringe *o* und *n*. Dieses Ringsystem wird mittels der beiden Schrauben *l* und *m* und der zwischen diesen befindlichen Metallaxe zusammengehalten. Der Ring *d* springt gegen den Zapfen *v* etwas vor, um ein Heben desselben beim Drehen der Welle zu verhüten. Die Ringe *d* und *c*, sowie *o* und *n* sind auf den einander zugewandten Seiten mit aufgelötheten Platinplättchen versehen, um sich immer mit oxydfreien Flächen zu berühren. Durch die Welle *s* können das Brettchen mit dem darauf stehenden Multiplicatorrahmen, sowie der Kegel *v*, die Elfenbeinröhre, die Axe und die Ringe *d*, *r* und *n* im Kreise bewegt werden. Die Ringe *c* und *o* nehmen aber an dieser Bewegung nicht Theil, indem sie mit den Metalldräthen *cb* und *op* verbunden sind, welche in die Schraubenzwingen *a* und *q* eingreifen. — Die Enden *h* und *i* des Multiplicatordrathes sind mit kleinen konischen Fortsätzen und Schrauben versehen und werden durch kleine Muttern *g* und *k* in den entsprechenden Schraubenzwingen festgehalten. Um vier Enden des Multiplicatordrathes benutzen zu können, hat man die Schraubenzwingen *g* und *k* zu verdoppeln. Zwei dieser Zwingen sind durch Metallleitungen *gf* und *kl* in Verbindung respective mit der metallenen Welle *e* und der metallenen Axe *lm*. — Auf dem Brette *AB* steht ein Träger mit zwei Röllchen *x* und *z*, um den Seidenfaden zu halten, an welchem das astatische Nadelpaar *CD* hängt. Der Faden ist am untern Ende um eine kleine Rolle geschlungen und kann von aussen durch den Knopf *u* verlängert und verkürzt werden, um dadurch die Höhe der Nadeln zu reguliren. Das Ganze ist mit einer Glasglocke bedeckt. Schraubt man nun die beiden Enddräthe eines Rheomotors in *a* und *q* und lässt den Strom z. B. in *a* eintreten, so macht er den Weg *abcdefgh*, geht durch die Multiplicatorwindungen, tritt aus denselben in *i* aus, um sich über *klmnopq* zur Quelle zurück zu bewegen. — Die Peripherie des Brettchens *gk* trägt eine Gradtheilung, die sich beim

Drehen desselben an einer festen Marke g vorüber bewegt. Die oberste Nadel C spielt ebenfalls über einer Gradtheilung.

Ein Vortheil dieser Einrichtung besteht darin, dass man die Drathwindungen im ganzen Kreise willkürlich oft drehen kann; ein anderer ist der, dass man dasselbe Instrument zu den verschiedensten Zwecken benutzen kann, indem nur die Schraubenmuttern g und k geöffnet zu werden brauchen, um statt des Rahmens EF einen andern mit anderm Drath aufzusetzen; ein dritter Vortheil findet sich endlich darin, dass durch die zweifachen Stellschrauben sich das Instrument leicht mit den Nadeln centriren lässt.

Was die Einrichtung des Schiffchens betrifft, das zum Tragen der Nadeln bestimmt ist, so bediene ich mich der folgenden. Um ein dünnes, vor der Lampe ausgezogenes Glasstäbchen klebe ich in mehren Lagen einen Streifen Briefpapier von geringerer Breite als die Entfernung der Nadeln von einander betragen soll. Wird dieses Papierröllchen in der Mitte seiner Länge durchgeschnitten und das Glasstäbchen in der einen Hälfte festgekittet, so bildet die andere Hälfte eine Hülse, in welcher das Stäbchen als Zapfen mit Reibung gedreht, sowie aus- und eingeschoben werden kann. An die beiden Enden der Papierhülse werden senkrecht zu derselben zwei kleine Stückchen der über Winter abgestorbenen und ausgetrockneten Strünke von *Aethusa cynapium* (Gleisse) angekittet. Diese dienen dazu, in die von der Natur weich ausgefütterten Röhren, die Magnetnadeln aufzunehmen. Da ein solches Schiffchen nur wenige Milligramme wiegt, so wird durch dasselbe das Moment des Nadelpaares kaum vergrössert, was von den gewöhnlichen metallenen Schiffchen nicht also gilt. Wie bei diesen, kann auch bei jenen eine Entfernung und eine Parallelstellung der Nadeln leicht bewirkt werden.

Der Multiplicator wurde durch Poggendorff [2] zum zweiten Male entdeckt, ohne dass dieser um Schweigger's kurz vorangegangene Entdeckung etwas wusste. In einem Briefe an Gilbert [3] gesteht Poggendorff selbst die Priorität Schweigger zu. Letzterer hatte schon am 16. September und 4. November 1820 einen Multiplicator vor der naturforschenden Gesellschaft in Halle vorgezeigt [1]. Zwischen zwei auf Spitzen beweglichen Messingnadeln schwebte eine Magnetnadel. Erstere führten den Strom einer galvanischen Kette zu einem mit den Messingnadeln verbundenen Gewinde von übersponnenem Drathe, welches die Nadel umgab. Nadel und Gewinde wurden auf diese Weise nach entgegengesetzter Richtung abgelenkt. Durch einen mehrfach um eine Bussole gewundenen Schliessungsdrath konnte, wie auch Böckmann [4] beobachtete, die Nadel um 180° abgelenkt und eine geringe Ablenkung schon durch einen Platinlöffel erhalten werden, der mit Salzsäure gefüllt war und in den ein Zinkstreifchen tauchte [1].

Colladon [5] erzielte eine Ablenkung der Magnetnadel durch die Elektricität der Maschine, indem er dieselbe in einer Kleist'schen Batterie von 400 Quadratzoll aufspeicherte, das eine Ende eines Multiplicators von 100 oder 500 wohl von einander isolirten Windungen mit dem äussern Belege berührte, und dem Knopfe des innern Beleges eine Spitze gegenüber hielt, die mit dem andern Ende des Multiplicators verbunden war. Obschon er bisweilen eine Ablenkung von 40° (?) erhielt, wollte ihm doch eine Vergleichung mit der Stärke eines galvanischen Stromes nicht gelingen. Auch durch Luftelektricität erhielt er eine Ablenkung, wenn er ein Ende des Multiplicators mit einer isolirten, auf dem *Collège de France* errichteten Metallstange verband, und das andere zum Boden ableitete. Doch erhielt er nur während Gewitter diese Ablenkungen, die in ihrer Richtung wechselten, nicht aber bei heiterm Wetter. — Unter Abänderungen wurden dieselben Versuche von Faraday [6] und von Riess [7] wiederholt.

Aehnliche Versuche über Ablenkung der Nadel eines Multiplicators von 18848 Windungen durch die Elektricität der Maschine und der Kleist'schen Batterie rühren von Buff [8] her. Derselbe vermochte sogar die Wirkung zu messen und sie mit der eines gewöhnlichen galvanischen Stromes zu vergleichen.

---

[1] Schweigger. * Allgemeine Literaturzeitung. N. 296. November 1820. S. 622.

[2] Ueber Poggendorff's Condensator oder Multiplicator: Erman u. A. in * Gilb. Ann. 67. 220 u. 382. (1821.) — * Schweigg. Journal. 32. 38. (1821.) — Ferner: Schweigg. Journal. 1821. Heft 1. S. 2 u. 12. — Ferner: Gilbert's Anmerkung zu Rasching's Abhandlung in * Gilb. Ann. 67. 429 (1821.)

[3] POGGENDORFF. * Gilb. Ann. 68. 206. (1821.)
[4] BÖCKMANN. * Gilb. Ann. 68. 1. (1821.)
[5] COLLADON. * Schweigg. Journ. 48. 285. (1826.) Aus dem *Bulletin des sc. math. phys. et chim.* N. 9. (1826.) S. 208.; und *Ann. de chim. et phys.* Sept. 1826. S. 62—75.
[6] FARADAY. * Experimentaluntersuchungen. N. 289—307. — Pogg. Ann. 29. 284. * Dove Rep. d. Ph. 2. 50.
[7] RIESS. Pogg. Ann. 40. 349. — * Dove Rep. d. Ph. 2. 51.
[8] BUFF. * Liebig's Ann. d. Ch. 86. 1. (1853.)
Weiteres über die Literatur des Multiplicators in Dove's Rep. d. Ph. Bd. 5. S. 191 u. 192. — Ueber DU BOIS-REYMOND's Multiplicator zu thierisch-elektrischen Versuchen vergl. dessen * Untersuchungen über thierische Elektricität. B. 1. S. 160—250. Berlin 1848.; und über den Multiplicator für Nervenströme. B. 2. S. 477—494.

§. 5. Gleichgewichtslage der Nadel, wenn ausser der galvanischen noch andere Kräfte, namentlich der Erdmagnetismus auf dieselbe wirken.

Wirken, wie dieses meistentheils der Fall ist, ausser der Kraft des galvanischen Stromes noch eine oder mehre andere Kräfte auf die Magnetnadel, so nimmt dieselbe eine Mittelrichtung an, welche sich aus der Stärke und Richtung der galvanischen und der übrigen Kräfte bestimmen lässt.

Im Allgemeinen stellt sich nämlich die Magnetnadel nicht senkrecht auf die Richtung eines galvanischen Stromes ein, wie im zweiten Paragraphen behauptet wurde, sondern macht mit demselben einen mehr oder weniger spitzen Winkel. Und dieses geschieht aus dem Grunde, weil ausser der galvanischen Kraft meist noch andere Kräfte auf dieselbe richtend wirken. Wenn man aber, wie es zuerst fast gleichzeitig G. G. SCHMIDT [1] und AMPÈRE [2] thaten, eine Magnetnadel sich um einen genau im Schwerpunkte angebrachten Zapfen bewegen lässt, sodass sie nur in einer Ebene schwingen kann, wenn man ferner zu dieser Schwingungsebene diejenige wählt, die senkrecht zur Richtung der Neigungsnadel steht, und wenn man dann über oder unter dieser Ebene in irgend welcher Richtung einen geradlinigen galvanischen Strom vorbeiführt, dann wird sich die Nadel stets senkrecht zur Projection dieses Stromes auf die Ebene einstellen. Und zwar wird, vom Strome aus gesehen, der Nordpol nach links, der Südpol nach rechts getrieben, wenn man sich in der Richtung desselben schwimmend denkt, sodass er zu Füssen ein-, zu Kopfe austritt.

Wirkt nun ausser dem Strome noch eine andere Kraft, z. B. die des Erdmagnetismus, richtend auf die Nadel ein, so nimmt sie eine Mittelrichtung an, welche aus beiden Kräften resultirt. Diese Richtung nachzuweisen, mag gh in *Fig. 15* die Projection eines geraden galvanischen Stromes zur Ebene des Papieres bezeichnen und der beistehende Pfeil dessen Richtung andeuten. Es sei ferner ns diejenige Richtung, in welche sich eine horizontale Magnetnadel infolge des Erdmagnetismus einstellen würde. Diese Linie mache mit der Stromesrichtung den Winkel γ. Befindet sich die Nadel unterhalb des Stromes, so wird sie durch denselben etwa in die Lage $\nu\sigma$ abgelenkt, welche mit der Stromesrichtung den Winkel φ macht. Steht nun $\nu\alpha$ senkrecht auf gh, so wirkt nach dieser Richtung die Kraft des Stromes auf den Pol ν. Die Länge dieser Linie werde $= S$ gesetzt und sei der Grösse dieser Kraft gleich. Ebenso wirke in der Richtung νa parallel zu ns der Erdmagnetismus auf denselben Pol. Es sei νa der Grösse dieser Kraft gleich und werde $= T$ gesetzt. Die Richtung der Nadel ist nun die Mittelrichtung zu den beiden Kräften S und T, sodass ihre Verlän-

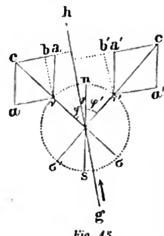


Fig. 15.

gerung νc die Diagonale zu dem Parallelogramme $ac\alpha\nu$ bildet. Es ist nun die von ν auf ca gefällte Senkrechte $b\nu = T \cdot \cos\gamma$, also $bc = T \cdot \cos\gamma \cdot \operatorname{tg}\varphi$ und da $ab = T \cdot \sin\gamma$, so ist $bc + ab$ oder

$$S = T\{\cos\gamma \cdot \operatorname{tg}\varphi + \sin\gamma\} \quad . \quad . \quad . \quad 1).$$

Bekommt der Strom bei derselben Stärke die entgegengesetzte Richtung und wird dann die Nadel nach der andern Seite um den Winkel φ' von der Stromesrichtung in die Lage $\nu'\sigma'$ abgelenkt, dann ist entsprechend den vorigen Erörterungen auch

$$S = T\{\cos\gamma \cdot \operatorname{tg}\varphi' - \sin\gamma\} \quad . \quad . \quad . \quad 2).$$

Aus jeder der beiden Formeln lässt sich eine der Grössen finden, wenn die übrigen bekannt sind. Lag vor Beginn des Stromes der Leiter desselben und die Nadel in einer Ebene, alsdann ist $\gamma = 0$ und aus beiden Formeln wird

$$S = T \operatorname{tg}\varphi = T \operatorname{tg}\varphi' \quad . \quad . \quad . \quad 3),$$

es ist also die Grösse der Ablenkung φ oder φ' nach beiden Seiten dieselbe und die Stromstärke der Tangente der Ablenkung proportional. Ferner ergiebt sich aus der Combination der beiden ursprünglichen Formeln, dass

$$\cos\gamma \cdot \operatorname{tg}\varphi + \sin\gamma = \cos\gamma \operatorname{tg}\varphi' - \sin\gamma$$

oder

$$\operatorname{tg}\varphi = \operatorname{tg}\varphi' - 2\operatorname{tg}\gamma \quad . \quad . \quad . \quad 4).$$

Die soeben betrachtete Wirkungsweise findet aber genau genommen nur statt, wenn der Strom im Verhältnisse zur Nadellänge sehr entfernt von der Schwingungsebene derselben steht, oder wenn seine Projection durch den zu betrachtenden Pol derselben geht, nachdem sie abgelenkt worden ist. Es fragt sich also ferner, wie ändert sich das Drehungsmoment, welches ein Strom auf einen Pol einer Nadel ausübt, wenn die Nadel nur in einer bestimmten Ebene schwingen kann, und der Strom in irgend einer beliebigen Richtung in der Einheit der Entfernung an ihr vorübergeht. — Ist ns in *Fig. 16* eine Magnetnadel, welche blos in der Ebene MN um ihre Mitte schwingen kann, und soll die Richtung und Grösse der Kraft gefunden werden, mit welcher irgend ein ausserhalb dieser Ebene sich bewegender geradliniger Strom gh den Pol s derselben abzulenken strebt, so möge vorerst durch den Pol s und die Richtung des Stromes gh eine Ebene MP gelegt werden. Diese Ebene heisse die Wirkungsebene[3]. Die Totalkraft, welche auf den Pol s einwirkt, steht nun senkrecht auf dieser Ebene; sie möge in Grösse und Richtung der Linie $sb = S$ gleichgesetzt werden. Von dieser Kraft geht derjenige Antheil bc verloren, welcher senkrecht auf der Schwingungsebene der Nadel steht, während nur der Antheil $cs = S \cdot \sin sbc$ auf den Pol s einen Bewegungsantrieb ausübt. Wird nun cs nach sa verlängert, so ist offenbar der Winkel Psa der Neigungswinkel der Wirkungsebene gegen die Schwingungsebene und ist gleich dem Winkel sbc. Wird derselbe mit α bezeichnet, so ist also

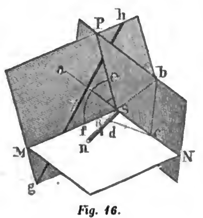


Fig. 16.

$$cs = S \cdot \sin\alpha \quad . \quad . \quad . \quad 5).$$

Liegt aber die Nadel nicht in der Wirkungsebene selbst, sondern macht einen Winkel $\beta = nsM$ mit dem Durchschnitt dieser und der Schwingungsebene, so geht von der Kraft abermals ein Antheil und zwar ds verloren, welcher in die Richtung

der magnetischen Axe der Nadel fällt, während das übrig bleibende Drehungsmoment nur proportional der Länge der Linie dc ist, welche senkrecht von dem Punkte c nach der Nadel gezogen wird. Es ist aber $dc = cs \cdot \cos scd$. Da aber der Winkel scd gleich dem Winkel β ist, so geht dieser Werth über in

$$dc = cs \cdot \cos \beta$$

oder wegen Gleichung 5)

$$dc = S \cdot \sin \alpha \cdot \cos \beta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6).$$

Aus dieser Formel geht aber Folgendes hervor:

1. Wenn der Strom zwar seine Richtung ändert, dabei aber stets in derselben Wirkungsebene bleibt und denselben Abstand von dem Magnetpole behält, dann bleibt das auf den Pol ausgeübte Drehungsmoment dasselbe. Wird um s als Mittelpunkt in der Wirkungsebene ein Kreis $ef\ldots$ gezogen und wird die Stromesrichtung gh so geändert, dass sie stets diese Kreislinie tangirt, dann ändert sich das auf den Pol s ausgeübte Drehungsmoment nicht, denn es wird dadurch weder S, noch α, noch β geändert.

2. Das Drehungsmoment ist proportional der Stromstärke, multiplicirt mit dem Sinus der Neigung der Wirkungsebene gegen die Schwingungsebene und mit dem Cosinus des Winkels, den die Axe der Nadel mit dem Durchschnitt beider Ebenen macht.

3. Wird $\alpha = 0$, d. h. fällt der Strom in die Schwingungsebene, dann übt er gar keine Wirkung auf die Nadel aus, indem dann auch $\sin \alpha = 0$ und somit $dc = 0$ wird. — Diese Thatsache ist von Biot und Savart[4] für den speciellen Fall experimentell nachgewiesen worden, wenn der in der Schwingungsebene befindliche Strom die Richtung der Nadel unter rechtem Winkel kreuzt. Sie bedienten sich bei einem Versuche einer dem Einflusse des Erdmagnetismus entzogenen Magnetnadel und diese erfuhr unter jenen Bedingungen keine Ablenkung aus der angenommenen Richtung. Bei einem andern Versuche wurde eine horizontale Declinationsnadel in Schwingungen versetzt. Diese Schwingungen vermochte ein in ihrer Ebene befindlicher, die Nadel rechtwinkelig kreuzender Strom weder zu vermehren, noch zu vermindern. — Ein specieller Fall hiervon ist der, dass der Strom oder seine Verlängerung durch den betrachteten Pol selbst geht. Dass unter diesen Umständen der Pol nach keiner Richtung abgelenkt wird, seine Schwingungsebene mag sein, welche sie wolle, lässt sich schon daraus abnehmen, dass alsdann die Wirkungsebene jede beliebige Lage haben kann, und somit der Pol nach allen zu diesen Ebenen senkrechten Richtungen mit gleicher Kraft abgestossen werden würde.

4. Ebenso bleibt die Nadel im (stabilen oder labilen) Gleichgewicht, wenn $\beta = 90^0$ ist, denn auch alsdann wird $dc = 0$ wegen $\cos 90^0 = 0$. Unter dieser Bedingung steht aber die Axe der Nadel senkrecht auf der Linie, welche der Schwingungsebene und der Wirkungsebene gemeinschaftlich ist.

5. Steht die Wirkungsebene senkrecht zur Schwingungsebene und fällt die Axe der Nadel in die Durchschnittslinie derselben, d. h. ist $\alpha = 90^0$ und $\beta = 0$, dann ist das Drehungsmoment $dc = S =$ einem Maximum, und zwar der ganzen Wirkung des Stromes aus der einmal angenommenen Entfernung gleich.

Handelt es sich darum, die Wirkung zu erfahren, welche ein Strom auf beide Pole eines um seinen Mittelpunkt beweglichen Magneten ausübt, so müsste genau genommen für beide Pole die Wirkungsebene und ihre Neigung zur Schwingungsebene bestimmt, und nach der Formel 6) das Drehungsmoment berechnet werden. Für die überwiegend meisten Fälle genügt es jedoch, die Wirkungsebene für die Mitte der Nadel zu construiren, und die Pole derselben als ihrer Mitte sehr nahe stehend zu betrachten. Da die Drehungsmomente beider Pole entgegengesetzte

Richtung haben, so werden sie sich in Bezug auf die Drehung der Nadel unterstützen. Es ist also der in der Formel 6) gefundene Werth nur zu verdoppeln und statt für das eine Ende der Nadel für die Mitte derselben zu verstehen.

---

[1] G. G. SCHMIDT. *Gilb. Ann. 70. 243. (1822.)
[2] AMPÈRE. *Ampère und Babinet Darstellung d. neuern Entdeck. über Elektr. u. Magn. Aus d. Franz. Leipzig 1822. S. 34. — **Ann. de chim. et de ph.* 18. p. 88 et 313. (1821.)
[3] BUFF. *Grundzüge der Experimentalphysik. Heidelberg 1853. N. 429.
[4] BIOT und SAVART. Ampère und Babinet Entd. über Elektr. u. Magn. S. 77.

§. 6. Gesetze der Wirkung eines geradlinigen Stromes auf die Nadel, bei verschiedenen Abständen.

Bewegt sich ein galvanischer Strom in einem Drathe, der in engen Spiralwindungen um eine gerade Axe gelegt ist, oder der mehrfach, in kleinen Biegungen hin- und hergelegt, im Mittel eine gerade Linie verfolgt, so ist die Wirkung desselben auf eine entfernte Magnetnadel ebenso gross, als die eines Stromes, der ohne Windungen und Biegungen die gerade Richtung verfolgt, wenn nur die Dimensionen derselben gegen den Abstand von der Nadel sehr klein sind. — Wenn man ferner eine Magnetnadel in verschiedene Abstände von einem geraden, sehr langen Drathe bringt, der von einem immer gleich starken galvanischen Strome durchflossen wird, so geben die Versuche in Uebereinstimmung mit der Rechnung das merkwürdige Resultat, dass **die von dem ganzen Drathe ausgehende und auf die Nadel wirkende Kraft im einfachen umgekehrten Verhältnisse des Abstandes beider steht.** Diese Thatsache bestätigt rückwärts, dass jedes kleinste Theilchen des Stromes in die Ferne eine Wirkung ausübt, welche, wie alle in die Ferne wirkenden Kräfte, umgekehrt proportional dem Quadrate des Abstandes ist. — Beobachtet man endlich unter sonst denselben Bedingungen die Wirkungen verschieden starker Ströme, so ist dieselbe, wie voraus zu sehen, **der Stärke der Ströme proportional.**

I. Zuvörderst muss erwiesen werden, wie sich ein vollkommen frei beweglicher Magnetpol n *Fig. 17* gegen ein sehr kleines Theilchen op eines beliebig gerichteten geradlinigen Stromes gh verhält. Die Wirkungsebene des Stromes ist hier die Ebene der Figur, und der Pol wird senkrecht zu derselben getrieben. Die Grösse des Theilchens op mag verschwindend gegen seine Entfernung on vom Magnetpole betrachtet werden. Ferner werde dasselbe zerlegt gedacht in zwei Theilchen oq und qp, von denen das letztere die Richtung der Verbindungslinie on hat, das erstere aber auf derselben senkrecht steht. Nach der im vorigen Paragraphen unter 3) gerechtfertigten Folgerung ist aber der Antheil pq des Stromelementes unwirksam auf n, indem n in seine Verlängerung fällt, und so bleibt nur noch die Wirkung des Antheiles oq übrig. Diese, und somit die Wirkung i des ganzen Stromelementes op, ist aber demzufolge

Fig. 17.

$$i = op \cdot \sin \varphi,$$

wenn φ den Winkel qpo oder noh bedeutet, den die Stromesrichtung mit der Verbindungslinie on macht. Da man nun aber nicht allein die gerade Linie op bezüglich ihrer Wirksamkeit auf n, sondern jede beliebige von o nach p verlaufende

Linie in die beiden Componenten oq und qp zerlegt denken kann, so geht daraus hervor, dass ein Strom, welcher sich zwischen zwei nahe gelegenen Punkten bewegt, auf einen entfernten Magnetpol stets dieselbe Wirkung ausübt, mag seine Bahn in gerader Richtung gehen oder in irgend welcher Curve gekrümmt sein, und dass die Grösse dieser Wirkung durch obige Formel bestimmt ist.

Ampère [1] stellte dieses Gesetz ohne weitere theoretische Erörterungen als einen Grundsatz auf, den er durch den Versuch bewies. Er sprach denselben folgendermassen aus: „Jedes kleinste Theilchen eines elektrischen Stromes übt in jeder Richtung auf einen andern elektrischen Strom oder auf einen Magneten eine Anziehung oder Abstossung aus, die derjenigen gleich ist, welche, wenn man sich die Kraft in zwei nach andern Richtungen zerlegt denkt, die beiden Seitenkräfte vereint nach derselben Richtung hin ausüben würden."

Um nun nach Ampère's [2] Vorgang das Gesagte durch den Versuch zu beweisen, mag ein Schliessungsdrath von der Form $gmrph$ in *Fig. 18* oder ein anderer von der Form $gmsph$ einem Magneten n gegenüber gestellt werden. Obschon sich nun beide durch die entgegengesetzten kleinen Biegungen mrp und msp unterscheiden, so üben sie doch aus gleichen Entfernungen gleiche Wirkungen aus. Ferner mögen Dräthe nach Art von grh in den *Fig. 19* und *20* gebogen und einem Magnetpole n gegenüber gestellt werden. Steigt in dem geraden Antheile der Strom auf- und in dem geknickten oder spiralförmig gebogenen wieder abwärts, so wird derselbe keine Wirkung auf n hervorbringen, wenn nur die Knicke und Windungen sehr klein sind gegen die Abstände vom Pole. Der gerade Antheil übt also eine gleiche und entgegengesetzte Wirkung aus, als der gebogene. — Was die in drei Dimensionen sich bewegenden Ströme der *Fig. 20* betrifft, so kann man sich dieselben nach drei zu einander rechtwinkeligen Axen X, Y und Z der *Fig. 21* zerlegt denken, von denen die Richtung Z mit derjenigen zusammenfällt, in welcher der gerade Antheil des Drathes aufsteigt. Der einfache Anblick der Figur zeigt, dass die so gewonnenen Stromantheile x und x', sowie y und y' sich gegenseitig aufheben, und nur die Antheile z übrig bleiben, welche gleiche Grösse, aber entgegengesetzte Richtung des geraden rückgängigen Stromantheiles haben, also auch eine ihm entgegengesetzte Wirkung äussern.

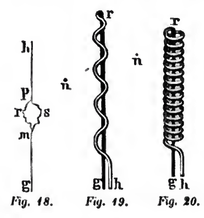


Fig. 18. *Fig. 19.* *Fig. 20.*

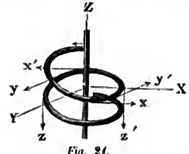


Fig. 21.

II. Um nun das aufgestellte Gesetz für die Abnahme der Wirkung eines Stromes auf einen Magnetpol mit der Entfernung zu erweisen, lässt sich am einfachsten folgendermassen verfahren [3]. Seien gh und $g'h'$ in *Fig. 22* zwei geradlinige unbegrenzte Ströme von derselben Richtung und Stärke, und sei n ein Magnetpol, welcher von dem einen um die Grösse na, von dem andern um die Grösse $n'a'$ absteht. Werden durch die beiden von n aus gezogenen geraden Linien no und np die beiden sehr kleinen Theile op und $o'p'$ von beiden Strömen abgeschnitten, so ist ohne Zweifel die von einem solchen Theilchen auf n ausgeübte Wirkung zuvörderst proportional der Länge des Theilchens. Machen wir aber überdem noch vorläufig die Annahme, dass diese Wirkung auch umgekehrt proportional dem

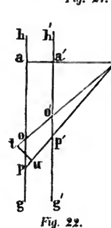


Fig. 22.

Quadrate der Entfernung vom dem Pole sei, so verhalten sich die von op und $o'p'$ ausgeübten Wirkungen i und i'

$$i : i' = \frac{op}{on^2} : \frac{o'p'}{o'n^2}.$$

Da nun aber $\frac{op}{on} = \frac{o'p'}{o'n}$ wegen der Aehnlichkeit der beiden durch die Stromrichtungen und die Zuglinien abgeschnittenen Dreiecke, so ist

$$i : i' = \frac{1}{on} : \frac{1}{o'n}$$

$$= o'n : on$$

oder wegen $o'n : on = a'n : an$

$$i : i' = a'n : an \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2).$$

Da nun aber durch solche im ganzen Halbkreis um n geführte Zuglinien die ganzen unbegrenzt gedachten Ströme gh und $g'h'$ in derartige entsprechende Theilchen getheilt werden können, und für jedes Paar dieser Theilchen dasselbe erwiesen werden kann, so gilt dieses Verhältniss auch für die Wirkungen I und I' der ganzen Ströme. Es ist also

$$I : I = a'n : an \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 3),$$

d. h. es verhalten sich die Wirkungen zweier gerader unbegrenzt gedachter, gleichgerichteter Ströme von gleicher Stärke auf einen ausserhalb derselben befindlichen Magnetpol umgekehrt, wie die Entfernungen derselben von dem Pole. Da die Erfahrung nun dieses Verhältniss bestätigt, wie die weiter unten angeführten Versuche zeigen werden, so ist umgekehrt die vorläufig gemachte Annahme gerechtfertigt, dass die Wirkung jedes kleinsten Stromtheilchens dem Quadrate der Entfernungen von dem Magnetpole umgekehrt proportional sei.

So lange die Stromantheile so klein sind, dass ihre Länge gegen die Entfernung vom Magnetpol als verschwindend betrachtet werden kann, gilt das in Formel 2) ausgesprochene Gesetz auch noch dann, wenn dieselben wie tu und $o'p'$ nicht parallel, aber zwischen denselben nach n convergirenden Zuglinien enthalten sind. Es geht nämlich aus den Eingangs dieses Paragraphenanhanges gepflogenen Erörterungen hervor, dass statt des einfachen Stromtheilchens op das dreitheilige $otup$ gesetzt werden kann, dass aber die beiden Antheile ot und up desselben für n unwirksam sind. Es äussert demnach tu allein dieselbe Wirkung i, als op, und somit ist das Gesagte bewiesen.

Strenger, aber etwas umständlicher, ist der von G. G. Schmidt [4] für das aufgestellte Gesetz gegebene Beweis. Sei wiederum gh in *Fig.* 23 der unbegrenzt gedachte geradlinige Strom und n ein Magnetpol, auf welchen er die zu berechnende Wirkung ausüben soll. Dieser Pol habe von dem Strom einen senkrechten Abstand $an = a$. In der Entfernung $ao = x$ befinde sich ein Stromelement op, welches auf n mit einer Intensität i wirken mag.

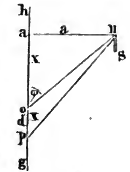


Fig. 23.

Diese Intensität ist proportional der Stärke des Stromes, dessen Wirkung in der Einheit der Entfernung $= S$ sein mag, und ist proportional der Stärke m des in n angehäuften Magnetismus. Ferner ist sie nach Formel 1) proportional der Länge $op = dx$ des Stromelementes, multiplicirt mit dem Sinus seiner Neigung φ gegen

die Verbindungslinie on des Theilchens mit dem Pole, und endlich mag dieselbe als umgekehrt proportional dem Quadrate der Entfernung on angenommen werden. Es ist also

$$i = \frac{S \cdot m \cdot dx \sin \varphi}{on^2}.$$

Ferner ist, wegen $a = on \cdot \sin \varphi$ und wegen $dx = a \cdot d \operatorname{cotg} \varphi = -\frac{a\, d\varphi}{\sin \varphi^2}$,

$$i = -\frac{Sm}{a} \sin \varphi \cdot d\varphi \quad \ldots \ldots \ldots \quad 4).$$

Verlangen wir nun, dass der Strom von a an nach einer Seite bis in's Unbegrenzte gehen soll, so ergiebt sich die Wirkung $I_{\prime}$ desselben, oder die Summe aller auf dieser Seite liegenden Theilchen op, durch Integrirung dieser Formel zwischen den Grenzen $\varphi = 90^0$ und $\varphi = 0^0$, also

$$I_{\prime} = \int_{\varphi = 0^0}^{\varphi = 90^0} \frac{Sm \cos \varphi}{a} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 5)$$

$$= \frac{Sm}{a}.$$

Dieser Werth ist zu verdoppeln, wenn der Strom sich auch nach der andern Seite bis in's Unbegrenzte erstrecken soll. Es ist dann

$$I' = 2\frac{Sm}{a} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 6).$$

Dieses ist der Werth für die Kraft, mit welcher der Strom gh das magnetische Theilchen n aus der Stelle zu bewegen strebt. Dieselbe ist sonach direct proportional der Grösse der Wirkung des Stromes in der Einheit der Entfernung, sowie der Quantität des in n angehäuften Magnetismus, und ist umgekehrt proportional der Entfernung. Ist nun z. B. n der Nordpol einer Magnetnadel, und s der entsprechende Südpol derselben, und ist die Nadel um ihre Mitte in einer zur Ebene der Zeichnung senkrechten Ebene beweglich, so können dieselben Folgerungen auch auf den andern Pol übertragen werden. Da diese beiden auf die Nadel wirkenden Kräfte sich gegenseitig unterstützen, so findet sich das Drehungsmoment I derselben, „so lange sie parallel dem Strom erhalten wird", durch Verdoppelung der obigen Formel also

$$I = 4\frac{Sm}{a} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 7).$$

Schmidt[5] spricht dieses aufgefundene Gesetz so aus: „Die mittlere Richtung der abstossenden und anziehenden Kraft eines elektrischen Stromes auf die Magnetnadel geht perpendiculär von der Richtung des Stromes nach den Polen der Magnetnadel, und steht im verkehrten Verhältnisse der perpendiculären Abstände des Stromes von den Polen der Magnetnadel."

Das Drehungsmoment der Nadel lässt sich aber unter der hervorgehobenen Bedingung für jede Stromstärke und für jede Entfernung von demselben finden, wenn man z. B. einen Magneten in der Schwingungsebene der Nadel dieser so lange annähert, bis die Nadel wieder dem Strome parallel steht. Geschieht diese Compensation in einer geeigneten Lage des Magneten zur Nadel, und so, dass man die Entfernung beider messen und daraus die Kraft berechnen kann, welche gerade

hinreicht, um das vom Strom ausgehende Drehungsmoment zu compensiren, so lässt sich dadurch das Gesetz der Formel experimentell nachweisen.

Weniger genau geschieht dieser Nachweis dadurch, dass man einfach die Ablenkungen der Nadel beobachtet, die sie durch den Strom in verschiedenen Abständen erleidet, und daraus [voriger Paragraph Formel 6)] das Verhältniss der ablenkenden Kräfte berechnet. Ist jedoch die Länge der Nadel im Verhältniss zu den Abständen vom Strome klein, so führt auch diese bequemere Beobachtungsmethode zu genügenden Resultaten.

Von den zur Bestätigung dieses Gesetzes angestellten Versuchen mögen diejenigen hier Platz finden, durch welche G. G. Schmidt[5] erst zur rechnenden Darstellung dieses Gesetzes geführt wurde und die somit auch von historischem Interesse sind. Schmidt bediente sich einer 5 Zoll langen, nach Art der Inclinationsnadeln vorgerichteten Magnetnadel. Die Schwingungsebene derselben blieb stets senkrecht zum magnetischen Meridian, wurde aber bald in horizontaler, bald in verticaler Richtung eingestellt. Mit dieser Schwingungsebene der Nadel und parallel zu derselben war ein Drath in starrer Verbindung, durch welchen der Strom einer galvanischen Säule geschlossen werden konnte. Dieser Drath blieb bei jeder der beiden Lagen der Ebene immer im magnetischen Meridian, also parallel zur natürlichen Lage der Nadel. Wurde nun in der horizontalen, wie in der verticalen Lage ein und derselbe Strom durch den Drath geschlossen, so erhielt infolge dessen die Nadel in beiden Lagen eine verschiedene Winkelablenkung, aus welcher leicht die Entfernung der Pole vom Drathe berechnet werden konnte. Im einen Falle resultirt die Ablenkung der Nadel aus der Stromkraft und der horizontalen magnetischen Erdkraft, im andern aber aus derselben Stromkraft und dem verticalen Theile der Erdkraft. Aus dem bekannten Verhältnisse der horizontalen und verticalen magnetischen Erdkraft und dem in der horizontalen Stellung beobachteten Ablenkungswinkel konnte nun der Abstand berechnet werden, welchen die Pole der Nadel vom Schliessungsdrathe in der verticalen Stellung haben mussten. Geschah diese Berechnung unter der Annahme, dass die vom Strome ausgehende und auf die Pole wirkende Kraft dem Abstande beider umgekehrt proportional sei, so stimmten die für die verschiedensten Stromstärken erhaltenen Beobachtungen mit aller zu wünschenden Genauigkeit mit den berechneten Werthen überein, wie folgende Tabelle zeigt:

Beobachtete Winkel		Berechnete Winkel.
bei horizontaler Stellung.	bei verticaler Stellung.	
28^0	17^0	$17^0\ 9'$
20^0	13^0	$12^0\ 24'$
$18\frac{1}{2}^0$	$11\frac{1}{2}^0$	$11^0\ 29'$
11^0	$8\frac{1}{2}^0$	$6^0\ 53'$
$5\frac{1}{2}^0$	$3\frac{1}{2}^0$	$3^0\ 18'$

Diese Versuche beweisen also die Richtigkeit der Voraussetzung, sowie die des in der obigen Formel dargestellten Gesetzes. Zugleich zeigen sie, dass dieses Gesetz noch dann mit hinreichender Genauigkeit seine Geltung hat, wenn auch, wie es hier der Fall war, der ablenkende Schliessungsdrath nur eine endliche Länge hat.

Biot und Savart[6] fanden das besprochene Gesetz experimentell dadurch, dass sie die Mitte einer horizontal schwingenden Nadel in verschiedene Abstände von einem in der Ostwestrichtung fliessenden Strome brachten, die Schwingungszahlen der Nadel für gleiche Zeiträume in den verschiedenen Stellungen beobachteten

und daraus das Verhältniss der auf die Nadel vom Strome aus wirkenden beschleunigenden Kräfte berechneten.

Aus diesen Beobachtungen von BIOT und SAVART berechnete LAPLACE [7] die hier zu Grunde gelegte Annahme, dass die Wirkung jedes unverhältnissmässig kleinen Stromtheilchens auf den Magnet dem Quadrat des Abstandes umgekehrt proportional sei.

Später berechnete AMPÈRE [8], unter denselben Annahmen, die wir oben machten, wie gross diese beschleunigenden Kräfte für verschiedene Abstände zwischen Nadel und Strom ausfallen müssten, und kam zu denselben Ergebnissen, die wir in den Formeln 5) bis 7) erhielten.

Aus dem hier erörterten Verhalten erklärt es sich, dass die Ablenkung einer Magnetnadel innerhalb eines Schliessungsbogens, z. B. $mopn$ in der *Fig. 1* des §. 2, S. 5, weit grösser befunden wird als ausserhalb desselben. Innerhalb unterstützen sich nämlich die Wirkungen der Kette, welche den Zwischenraum mn schliesst, sowie die der einzelnen Theile mo, op, pn so, dass jeder allein eine Ablenkung im umgekehrten Verhältnisse seines Abstandes auf eine der Magnetnadeln auszuüben strebt; ausserhalb dagegen wirkt z. B. auf die Nadel e fast nur der Stromantheil op, während die Theile mo und pn wegen der sehr schiefen Richtung fast gar keinen, und die mn verbindende Kette sogar einen entgegengesetzten Einfluss ausübt. PFAFF (in Kiel) [9] fand innerhalb des Bogens eine fast doppelt so grosse Ablenkung als ausserhalb. — Ehe man diesen Einfluss erkannte, brachte die Beobachtung grosse Verwirrungen in der theoretischen Auffassung der Entdeckung OERSTED's hervor, wovon später weiter gehandelt werden wird. — OERSTED [10] wies aber in folgender Weise experimentell nach, dass man es dabei nicht mit einer verschiedenen Wirkungsweise des Schliessungsdrathes auf der Innen- und Aussenseite zu thun habe, sondern, dass derselbe auf allen Stellen seines Umfanges mit gleicher Kraft die Nadel ablenke. Er befestigte einen langen Drath in senkrechter Richtung und stellte nahe an denselben in der Mitte seiner Höhe eine Magnetnadel auf. An einer ebenfalls senkrechten Latte wurde ein galvanisches Element befestigt und die Poldräthe desselben über die Enden der Latte zu den Enden des ersten Drathes geführt. Die Latte mit ihren Verticaldräthen, sowie die horizontalen Verbindungsdräthe waren so weit von der Nadel entfernt, dass sie keine Wirkung auf dieselbe ausüben konnten. Wurde nun bei stets geschlossener Kette die Latte im Kreise um den verticalen Drath geführt, so blieb die Ablenkung der Nadel ungeändert. — Durch einen nur wenig von diesem verschiedenen Versuch erzielte MUNCKE [11] dasselbe Ergebniss.

Beweise dafür, dass die Wirkung des Schliessungsdrathes der Stärke des Stromes proportional ist, brauchen hier nicht erörtert zu werden. Es beruht ja auf dieser Thatsache das Verfahren, die Angaben der Galvanometer (Sinus- und Tangentenbussolen) auf chemische Einheiten zu reduciren, sowie namentlich die Ermittelungen, welche zu dem OHM'schen Gesetze führten.

---

[1] AMPÈRE. * *Ann. de chim. et de ph.* 15. 170. (1820.) — Vorgetragen vor der Akad. zu Paris am 9. Oct., 30. Oct. und 6. Nov. 1820. — * Gilb. Ann. 67. 127. (1821.)
[2] AMPÈRE. Ampère und Babinet Darstellung der neuern Entdeckungen über Elektr. u. Magn. Aus dem Franz. Leipzig 1822. S. 44 ff.
[3] Vergl. * Ampère und Babinet Entdeckungen üb. Elektr. u. Magn. S. 45. N. 35.
[4] G. G. SCHMIDT. * Gilb. Ann. 71. 387. (1822.)
[5] G. G. SCHMIDT. * Gilb. Ann. 70. 249 ff. (1822.)
[6] BIOT und SAVART. *Mém. de l'Acad. de Paris.* 30. Oct. 1820. — Im Auszug * Gilb. Ann. 66. 392. (1820.) — * *Ann. de chim. et de ph.* 15. 222. — *Journal de physique.* 95. 115. — Biot *Précis élémentaire de phys. exp.* Paris 1824. Vol. 2. p. 707. — * Ampère und Babinet Entdeckungen über Elektr. u. Magn. S. 74.

[7] LAPLACE. Vergl. * Demonferrand Handbuch der dynamischen Elektricität, übersetzt von Fechner. Leipzig 1824. S. 112.
[8] AMPÈRE. * *Note sur l'action mutuelle d'un aimant et d'un conducteur voltaique.* Paris 1828. p. 23. — *Extrait des Ann. de chim. et de ph.* 1828.
[9] PFAFF. * Gilb. Ann. 68. 298. (1821.)
[10] OERSTED. * Gilb. Ann. 73. 278. (1823.) — Auszug aus *Annals of Philosophy.* Febr. 1822.
[11] MUNCKE. * Gehler's ph. W., n. B. 3. 514. (1827.)

§. 7. Die Anziehung und Abstossung zwischen Strom und Nadel ist nur scheinbar und erklärt sich aus der Tangentialwirkung.

In dem Folgenden mögen einige eigenthümliche Wirkungsweisen des galvanischen Stromes auf einen um ein Centrum beweglichen Magnetpol, sowie auf zwei um das gemeinschaftliche Centrum bewegliche Magnetpole, ingleichen auf eine ganz frei bewegliche Magnetnadel erörtert werden. Dieselben geben den Anschein, als ob ausser derjenigen Wirkung, infolge deren der Strom einen Magnetpol um sich im Kreise zu führen strebt, auch noch eine anziehende oder abstossende Wirkung angenommen werden müsste. Es wird sich jedoch herausstellen, dass diese neue Annahme nicht nothwendig ist, dass vielmehr jene Erscheinungen sich aus dem Bisherigen vollständig erklären lassen.

I. Um die Wirkung eines galvanischen Stromes auf einen einzigen Magnetpol, etwa auf den Nordpol n der Magnetnadel ns in *Fig. 24*, zu beobachten, befestigt man nach ROGET [1] dieselbe auf einem leichten Brettchen ab, das in seiner Mitte auf einer Spitze in horizontaler Ebene leicht beweglich ist, und bringt den Südpol genau über diesen Drehungsmittelpunkt, während man das andere Ende des Brettchens mit einem Gegengewichte beschwert, bis es wieder horizontal steht. Ich bediene mich zu derartigen Versuchen eines prismatischen Magnetstabes von 134 Millimeter Länge und 4 Millimeter Breite und Dicke, der in einem Abstande von 7 Millimeter vom einen Ende durchbohrt ist, fast genau da, wo sich der Südpol desselben befindet. Auf die Durchbohrung ist ein Achathütchen gekittet, welches auf einer verticalen Nähnadel spielt. An den Magneten ist ein starker Messingdrath gebunden, an welchem in der Verlängerung des Magneten ein Laufgewicht ihm die Wage hält.

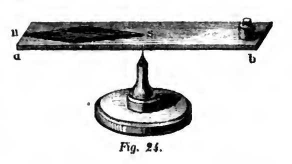


Fig. 24.

Um das Drehungsmoment zu ermitteln, welches dieser Pol von einem zu seiner Bewegungsebene senkrechten Strome erfährt, mögen folgende Erwägungen dienen. Sei ns in *Fig. 25* die um s drehbare Magnetnadel, und sei die Ebene des Kreises um s die Bewegungsebene der Nadel. Die Länge der Nadel sei L. In einem Abstande $sg = E$ vom Mittelpunkte des Kreises befinde sich ein zur Ebene der Zeichnung vertical von oben nach unten gehender gerader galvanischer Strom, der in g die Bewegungsebene durchschneidet. Sonach wird diese Ebene von der verticalen Wirkungsebene in der Linie gn durchsetzt, und der Pol n würde in der Richtung des Pfeiles bei n getrieben werden, wenn er frei beweglich wäre. Die Kraft, mit welcher er in dieser Richtung sich zu bewegen strebt, ist μS, wenn μ die Quantität des in n

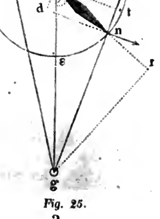


Fig. 25.

befindlichen Magnetismus, und S das Maass der Wirkung des Stromes in der Einheit der Entfernung auf die Einheit des Magnetismus ausdrückt. Diese Kraft ist dem Abstande ng des Poles vom Strom umgekehrt proportional. Da nun aber diese Kraft nicht senkrecht an dem Hebelarme sn, sondern vielmehr an der auf die Kraftrichtung senkrecht gezogenen Linie sd angreift, so ist ihr Moment

$$I_n = \mu S \frac{sd}{gn}.$$

Wird nun die Linie gr senkrecht auf die Richtung der Nadel rs gezogen, so ist leicht ersichtlich, dass die Dreiecke sdn und nrg einander ähnlich sind, und demgemäss ist $sd = \frac{nr \cdot L}{gn}$. Wird ferner der Winkel, welchen die Axe der Nadel in ihrer jetzigen Lage mit der Verbindungslinie sg zwischen Strom und Kreismittelpunkt macht, mit φ bezeichnet, so ist $nr = E \cos\varphi - L$, also

$$sd = \frac{L(E\cos\varphi - L)}{gn}.$$

Es ist aber auch

$$gn^2 = E^2 + L^2 - 2EL\cos\varphi,$$

und somit ergiebt sich durch Substitution dieser Werthe in obige Gleichung für das Moment

$$I_n = \mu S \frac{L(E\cos\varphi - L)}{E^2 + L^2 - 2EL\cos\varphi} \quad \ldots\ldots \quad 1\text{ a)}.$$

Hier ist die Richtung des Winkels φ, die Stromesrichtung, der in n vereinigt gedachte Magnetismus, sowie die Richtung der Ablenkung, welche n durch den Strom ertheilt wird, als positiv angenommen. Diese Formel zeigt nun Folgendes:

1. Für $L = E\cos\varphi$ ist $I_n = 0$, d. h. es ist kein Bewegungsantrieb vorhanden, wenn sich der Pol n an einem der beiden Punkte t oder t' befindet, in denen die von ihm zum Strome gezogene Verbindungslinie den Kreis tangirt. — Diese beiden Punkte liegen um eine gleiche Grösse von gs nach rechts und nach links ab, indem ein positives, wie ein negatives φ die Bedingung gleich gut erfüllt. Nun ist aber t eine stabile, t' dagegen eine labile Gleichgewichtslage; denn denken wir uns φ positiv und lassen dasselbe um eine kleine Grösse $d\varphi$ wachsen oder abnehmen, so geht die Formel 1 a) allgemein über in

$$dI_n = \mp \mu S \frac{EL\sin\varphi\,(E^2 - L^2)}{(E^2 + L^2 - 2EL\cos\varphi)^2}\, d\varphi \quad \ldots \quad 1\text{ b)},$$

wo das obere Zeichen für das Wachsen um $d\varphi$, das untere für das Abnehmen gilt. Wird nun $L = E\cos\varphi$, befindet sich also der Pol in t, so geht diese Gleichung für das mit φ sich ändernde Moment über in

$$dI_n = \mp \mu S \frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\, d\varphi.$$

Dieses zeigt aber, dass wenn der Winkel für die Gleichgewichtslage $\left\{\begin{matrix}\text{vergrössert}\\ \text{vermindert}\end{matrix}\right\}$ worden ist, der Strom das Bestreben hat, ihn wieder zu $\left\{\begin{matrix}\text{vermindern}\\ \text{vergrössern}\end{matrix}\right\}$. Die Gleichgewichtslage ist also stabil. Befindet sich aber der Magnetpol in dem vierten Qua-

dranten bei t', oder ist φ negativ, dann ist $\sin\varphi$ negativ, während $\cos\varphi$ positiv bleibt. Die letzte Formel geht also über in

$$d I_n = \pm \mu S \frac{\cos\varphi}{\sin\varphi} d\varphi.$$

Wird also von t' aus der Winkel φ $\begin{Bmatrix}\text{vergrössert}\\ \text{verkleinert}\end{Bmatrix}$, so hat der Strom das Bestreben ihn noch mehr zu $\begin{Bmatrix}\text{vergrössern}\\ \text{verkleinern}\end{Bmatrix}$; in t' ist also die Gleichgewichtslage eine labile.

2. Setzt man den Differenzialcoefficienten der Formel 1 b) $= 0$, so wird dieser Bedingung (abgesehen für $E = \pm L$) genügt, wenn $\sin\varphi = 0$ ist. Dieses findet aber statt für $\varphi = 0$ und für $\varphi = 180^0$. Im ersten Falle wird in Formel 1 a) $\cos\varphi = +1$, und der Werth I_n des Momentes ist ein Maximum. Die Nadel wird also mit der grössten Kraft abgelenkt, und zwar derart, dass der Winkel φ sich zu vergrössern strebt. Ist hingegen $\varphi = 180^0$, also $\cos\varphi = -1$, dann ist das Moment ein Minimum; die Nadel wird also mit der geringsten Kraft abgelenkt. Da aber der Werth von I_n negativ wird, ist die Richtung der Ablenkung so beschaffen, dass der Winkel φ sich zu verkleinern strebt. — Im ersten Falle ist der zweite Differenzialcoefficient negativ, im zweiten positiv.

3. Wird E verkürzt, rückt also der Strom der Peripherie des Kreises immer näher, so rücken auch die beiden Punkte t und t' des Gleichgewichtes, welche durch $\cos\varphi = \frac{L}{E}$ charakterisirt sind, immer näher an einander. Endlich wenn $E = L$, also $\cos\varphi = 1$ oder $\varphi = 0$ wird, dann fallen die beiden Punkte des Gleichgewichtes in einen Punkt und zwar in die Durchgangsstelle des Stromes durch die Schwingungsebene zusammen.

4. Wird nun E soweit verkürzt, dass der Strom sich innerhalb der Kreislinie befindet, d. h. $E < L$, dann geht die Formel 1 a) über in

$$I_n = -\mu S \frac{L(L - E\cos\varphi)}{E^2 + L^2 - 2EL\cos\varphi}.$$

Jetzt kann $E\cos\varphi$ unter keiner Bedingung mehr $= L$ werden; es sind also keine Punkte einer Gleichgewichtslage mehr vorhanden. Vielmehr wird wegen des negativen Vorzeichens die Nadel in der linken Hälfte des Kreises beständig vom Strome abwärts geführt (scheinbar abgestossen), in der rechten Hälfte aber beständig nach ihm hin getrieben (scheinbar angezogen). Die Nadel findet nur das eine mechanische Hinderniss vor, das ihr durch den Leiter des Stromes dargeboten wird.

5. Geht endlich der Strom durch den Punkt s, d. h. wird $E = 0$, dann fällt auch dieses mechanische Hinderniss der Bewegung fort, und der Pol n vollführt continuirliche Rotationen in der Richtung tnt' um den Stromleiter mit einem Moment

$$I_n = -\mu S.$$

Diesen und ähnlichen continuirlichen Bewegungen mag ein besonderer Abschnitt gewidmet werden.

II. Denken wir uns ferner auf das Brettchen der vorigen Figur noch eine zweite der ersten gleiche Magnetnadel gelegt, deren Nordpol auf s fällt und deren Südpol in s' sich befindet, dann wird auf diese Vorrichtung ein Strom dieselbe Wirkung haben, als auf eine einfache nach Art der Compassnadeln aufgehangene Magnetnadel, deren Länge die doppelte der vorigen, also $= 2L$ ist. Wir haben

uns also, wie in *Fig. 26*, ausser dem Nordpol n noch einen Südpol in $s_{,}$ zu denken. Da nun der Strom g diesen Pol $s_{,}$ nach links ablenkt, wenn er den Pol n an derselben Stelle nach rechts ablenken würde, da aber alle übrigen Bedingungen dieselben bleiben, so wird auch die Formel 1) für das auf den Südpol $s_{,}$ ausgeübte Moment gültig bleiben, wenn der dadurch ausgedrückte Werth das entgegengesetzte Vorzeichen erhält. Es ist demnach das Moment für den Pol $s_{,}$

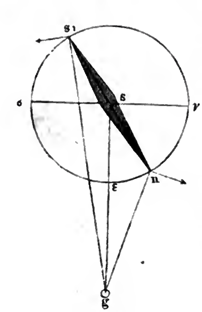


Fig. 26.

$$I_s = -\mu S \frac{L(E\cos\varphi' - L)}{E^2 + L^2 - 2EL\cos\varphi'},$$

wo unter φ' der Winkel des Bogens $\varepsilon n \nu s_{,}$ zu verstehen ist. Soll aber die von g auf $s_{,}$ ausgeübte Wirkung auf den Winkel $\varphi = \varepsilon s n$ bezogen werden, so wird $\cos\varphi' = -\cos\varphi$ zu setzen sein, und es ist

$$I_s = \mu S \frac{L(E\cos\varphi + L)}{E^2 + L^2 + 2EL\cos\varphi} \quad . \quad . \quad . \quad 2).$$

Die ganze Magnetnadel erfährt demnach ein Drehungsmoment

$$I = I_n + I_s = \mu S L \left\{\frac{E\cos\varphi - L}{E^2 + L^2 - 2EL\cos\varphi} + \frac{E\cos\varphi + L}{E^2 + L^2 + 2EL\cos\varphi}\right\}$$

$$= 2\mu SLE\cos\varphi \frac{E^2 - L^2}{(E^2 + L^2)^2 - 4E^2L^2\cos^2\varphi} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3).$$

1. Der Nenner des rechten Theiles dieser Gleichung behält auch für den grösstmöglichen Werth von $\cos\varphi = 1$ noch immer den endlichen Werth $E^2 - L^2$, und somit bleibt das Maass des Drehungsmomentes stets eine endliche Grösse.

2. Das Drehungsmoment bekommt aber stets die entgegengesetzte Richtung a) wenn die Pole des Magneten vertauscht werden: $\mu = -\mu$ oder $L = -L$; b) wenn die Stromesrichtung die entgegengesetzte wird: $S = -S$; c) wenn der Strom von der entgegengesetzten Seite auf die Nadel wirkt: $E = -E$.

3. Ferner ändert sich die Richtung des Momentes, wenn $\cos\varphi$ das entgegengesetzte Vorzeichen bekommt, und dieses geschieht, wenn φ aus dem ersten oder vierten in den zweiten oder dritten Quadranten übergeht. Das Drehungsmoment ist somit $= 0$, wenn $\cos\varphi = 0$ oder $\varphi = 90^0$ und $= 270^0$, also wenn die Nadel sich in der Lage $\nu\sigma$ befindet, sodass ihre beiden Pole gleich weit vom Strome abstehen. Steht der Nordpol in ν, dann ist die Gleichgewichtslage stabil; steht er aber in σ und der Südpol in ν, dann ist sie labil.

4. Der Werth von I wird aber auch $= 0$, wenn $E = L$, d. h. wenn der Strom in derjenigen Kreislinie die Schwingungsebene durchschneidet, in welcher sich die Pole der Nadel bewegen. Unter dieser Bedingung hat für jeden Werth von φ, also in jeder Lage der Pole, der Strom keinen Einfluss auf dieselben.

5. Wird ferner $E < L$, dann wird I negativ, d. h. wenn der Strom die Schwingungsebene innerhalb der Kreislinie durchschneidet, dann findet gerade die entgegengesetzt gerichtete Ablenkung statt, als wenn der Strom ausserhalb derselben liegt.

6. Wird endlich $E = 0$, wird also der Strom durch den Mittelpunkt s der Nadel geführt, dann hat derselbe wiederum keinen Einfluss auf die Nadel, indem dann I ebenfalls $= 0$ wird.

Die hierher gehörigen Versuche lassen sich am einfachsten mit einer genau um ihren Schwerpunkt beweglichen Magnetnadel anstellen, deren Schwingungsebene senkrecht zur magnetischen Neigung steht, indem so der Einfluss des Erdmagnetismus beseitigt ist.

III. Betrachteten wir bisher die Wirkung eines Stromes auf eine Nadel, die an sich ohne Richtkraft war, aber deren Masse an der freien Bewegung durch Befestigung des Schwerpunktes gehindert war; so möge im Folgenden die Wirkung auf eine Nadel behandelt werden, der durch eine äussere Ursache, etwa durch den Erdmagnetismus, eine bestimmte Richtung ertheilt ist, die aber in ihrer ganzen Masse sich ungehindert nach allen Richtungen bewegen kann, indem sie, etwa mittels Kork, auf Wasser schwimmend gedacht werden mag. Ampère [2] sprach sich schon kurz nach der Entdeckung des Elektromagnetismus folgendermassen über diesen Einfluss aus: „Ausser der Wirkung, welche Oersted beschrieben hat und infolge deren der Volta'sche Leiter die Richtung der Magnetnadel ändert, bringt derselbe auch noch eine anziehende Wirkung auf die ganze Masse der Nadel hervor, wenn sie ihm in einer Richtung dargeboten wird, welche er ihr ertheilen würde, wenn sie dieselbe nicht schon besässe; oder aber eine abstossende Wirkung, wenn die Nadel ihm in der entgegengesetzten Richtung dargeboten wird. Der Leiter muss aber senkrecht zur Axe der Nadel stehen und in der Nähe eines Punktes zwischen der Mitte und einem der beiden Pole; befindet sich der Leiter gegenüber einem Punkte, welcher entfernter von der Mitte der Nadel ist, als der ihm zunächst liegende Pol, so geht die Anziehung in Abstossung über."

Stelle ns in *Fig. 27* eine solche Magnetnadel vor, sei n ihr Nordpol und s der Südpol, und habe sie eine Länge $= 2L$. In einem Abstande $go = E$ von ihrer Mitte befinde sich der zur Schwingungsebene der Nadel vertical von oben nach unten gehende galvanische Strom g. Die Verbindungslinie go zwischen ihm und der Mitte der Nadel mache mit deren Richtung den Winkel φ. Voraussichtlich wird nun die Nadel von dem Strome mit derselben Kraft in entgegengesetzter Richtung bewegt, als der Strom von der Nadel bewegt werden würde, wenn wir letztere fest, erstern beweglich denken. Es lässt sich aber zeigen, dass der Stromleiter g in der Richtung des Durchmessers gd eines Kreises ngs beschleunigt wird, welcher durch die Pole der Nadel und den Strom gezogen werden kann [3].

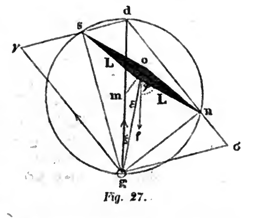


Fig. 27.

Werden nämlich die Verbindungslinien ng und sg zwischen den Polen und dem Strome gezogen, so sind die zwischen den letztern statthabenden Tangentialkräfte senkrecht zu denselben gerichtet, haben also die Richtungen $g\nu$ oder $d\sigma$ und $g\sigma$ oder $d\nu$, wenn diese Linien respective senkrecht auf gn und gs stehen. Es muss aber der Punkt d, in welchem sich die Linien $d\sigma$ und $d\nu$ schneiden, der Endpunkt des Durchmessers gd sein, indem die rechten Winkel bei s und n als Peripheriewinkel mit ihren Schenkeln einen Halbkreis abschneiden. Der Durchmesser gd ist also die Diagonale zu dem Parallelogramme $g\sigma d\nu$. Die Linien $g\sigma$ (oder $d\nu$) und $g\nu$ (oder $d\sigma$) entsprechen nun aber nicht blos in ihrer Richtung, sondern auch in ihrer Länge den Grössen der Tangentialkräfte, welche zwischen dem Strome und den Magnetpolen wirken, denn sie verhalten sich umgekehrt wie die Abstände gs und gn der Pole von dem Strome. Es sind nämlich die beiden Dreiecke $gn\sigma$ und $gs\nu$ einander ähnlich, denn beide haben bei n und s rechte Winkel, und die Winkel bei g sind in beiden gleich, indem $\sigma gn =$ dem rechten Winkel σgs weniger ngs, und νgs ebenfalls gleich ist dem rechten Winkel νgn weniger demselben Winkel sgn. Daher verhalten sich

$$g\nu : g\sigma = gs : gn \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4),$$

wie behauptet wurde. Sind aber sonach die Seiten des Parallelogramms den Grössen der zu behandelnden Kräfte proportional und ihren Richtungen entsprechend, so ist die Diagonale gd auch der Resultante aus denselben proportional. Um die Grösse dieser letztern zu berechnen, dient Folgendes: Die Dreiecke nsg und $gd\sigma$ sind einander ähnlich, denn die beiden Winkel bei s und d sind einander gleich, weil sie auf demselben Bogen ng stehen, und die Winkel bei n und g sind ebenfalls in beiden gleich, weil jeder einem rechten Winkel gleich ist, von dem im einen Falle der Winkel dns, im andern der auf demselben Bogen ds stehende, also gleiche dgs abzuziehen ist. Aus dieser Aehnlichkeit folgt aber die Proportion

$$gd : ns = g\sigma : ng.$$

Nun ist aber $ns = 2L$. Ferner ist $g\sigma =$ der von dem Pole s ausgehenden Kraft; diese ist aber proportional der in s vereinigt zu denkenden Menge von Magnetismus μ, sie ist proportional der Wirkung des Stromes S in der Einheit der Entfernung und ist umgekehrt proportional der Entfernung gs. Sonach ist $g\sigma = \frac{\mu S}{gs}$. Demnächst ist $ng^2 = E^2 + L^2 - 2EL\cos\varphi$, und endlich ist $gs^2 = E^2 + L^2 + 2EL\cos\varphi$, indem der Winkel sog den Winkel φ zu 180^0 ergänzt. Diese Werthe in obige Proportion eingesetzt, geben den Werth für die Grösse der Resultante $gd = I$

$$I = \frac{ns \cdot g\sigma}{ng}$$

$$= \frac{2\mu SL}{\sqrt{(E^2 + L^2)^2 - 4E^2L^2\cos^2\varphi}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5).$$

Wie schon die Figur zeigt, wird der Schliessungsdrath g nicht in der Richtung der Verbindungslinie go desselben mit der Mitte der Nadel angezogen, sondern macht vielmehr einen Winkel $dgo = \zeta$ mit derselben. Diesen zu bestimmen, mag der Mittelpunkt des Kreises und die Mitte der Nadel durch eine Linie mo verbunden werden. Dieselbe steht nothwendig senkrecht auf der Axe der Nadel, sodass die Winkel φ und mog sich zu einem rechten ergänzen, und $\cos mog = \sin\varphi$. Wird nun der Halbmesser des Kreises für einen Augenblick mit r bezeichnet, so ist:

$$r^2 = mo^2 + E^2 - 2moE\sin\varphi,$$
$$mo^2 = r^2 + E^2 - 2rE\cos\zeta,$$
$$mo^2 = r^2 - L^2.$$

Durch Elimination von r und mo aus diesen drei Gleichungen ergiebt sich

$$\cos\zeta = \frac{(E^2 + L^2)\sin\varphi}{\sqrt{(E^2 - L^2)^2 + 4E^2L^2\sin^2\varphi}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6).$$

Die Gleichung 5) drückt also das Maass der Kraft aus, mit welcher die Nadel den Schliessungsdrath g aus seiner Stelle zu bewegen strebt, während die Gleichung 6) die Richtung dgo gegen die Verbindungslinie go darstellt, in welcher der Bewegungsantrieb geschieht. Ist nun der Schliessungsdrath fest, und die Nadel beweglich, so wird letztere mit derselben Kraft I, aber in der entgegengesetzten Richtung of mit ihrem Schwerpunkte bewegt.

Aus den beiden Formeln 5) und 6) lassen sich nun folgende Thatsachen ableiten.

1. Aendern μ oder S das Vorzeichen, wird also die Polarität der Nadel oder die Stromesrichtung im Drathe g die entgegengesetzte, dann wird der Schliessungsdrath nach entgegengesetzter Richtung von der Nadel bewegt, als diejenige ist, die hier angenommen wurde. Aendern aber beide zugleich ihr Vorzeichen, dann ist die Richtung wieder dieselbe.

2. Ist φ kleiner oder grösser als 90^0, dann bleibt $\sin\varphi$ positiv, folglich behält $\cos\zeta$ ebenfalls sein Vorzeichen, es bleibt also ζ ein spitzer Winkel, der nach links oder nach rechts von der Linie E liegen kann. — Die Erscheinungen für $\varphi = 0$ mögen später [unter 7)] betrachtet werden. Wird aber φ negativ, d. h. befindet sich der Strom auf derjenigen Seite der Nadel, welche nach d gewandt ist, so wird auch $\sin\varphi$ und somit in Gleichung 6) auch $\cos\zeta$ negativ. Somit liegt ζ im zweiten Quadranten, Strom und Nadel haben also das Bestreben, sich von einander zu entfernen, und zwar in derselben Weise, wie sie sich für ein positives φ einander anzunähern strebten.

3. Ferner lässt sich zeigen, dass die Summe der Winkel φ und ζ im Allgemeinen kleiner als 90^0 und höchstens $= 90^0$ ist. Die Formel 6) lässt sich nämlich wegen $\sin^2\varphi = 1 - \cos^2\varphi$ auch schreiben

$$\cos\zeta = \frac{(E^2 + L^2)\sin\varphi}{\sqrt{(E^2 + L^2)^2 - 4E^2L^2\cos^2\varphi}}.$$

Hieraus ist aber ersichtlich, dass der Nenner des rechten Theiles dieser Gleichung kleiner ist, als $E^2 + L^2$, folglich ist der Coefficient von $\sin\varphi$ ein unechter Bruch und sonach die Gleichung von der Form

$$\cos\zeta = (1 + \gamma)\sin\varphi,$$

wo γ einen positiven echten Bruch bedeuten mag. Diese Bedingung kann aber nur erfüllt werden, wenn $\varphi \pm \zeta < 90^0$ sind. — Nur in den Fällen, wo $\varphi = 0$ oder $= 90^0$ oder wo $L = 0$ oder $E = 0$, erreicht — wie später erörtert werden soll — die Summe von φ und ζ den Werth von 90^0. — Hieraus leuchtet aber ein, dass für positive μ und S, also wenn der Strom von oben nach unten gerichtet ist und den Nordpol der Nadel zur Rechten hat, der Schliessungsdrath beständig das Bestreben haben muss, sich der Mitte der Nadel anzunähern, dagegen für negative μ und S das Bestreben haben muss, sich von ihm zu entfernen. Dieses ist zuerst von Boisgiraud[4] beobachtet worden. Beim Wiederholen der Oersted'schen Versuche fand er nämlich, dass eine auf Wasser schwimmende Magnetnadel in der Nähe eines Schliessungsdrathes sich so lange bewegte, bis die Mitte ihrer Länge lothrecht unter, respective über dem Schliessungsdrathe lag. Erst an dieser Stelle kam sie zur stabilen Gleichgewichtslage.

4. Ist die Länge $2L$ der Nadel so gering, dass sie gegen den Abstand E des Stromes von derselben vernachlässigt werden kann, dann ist

$$I = \frac{2\mu SL}{E^2} \quad \text{und} \quad \cos\zeta = \sin\varphi,$$

d. h. dann ist die Kraft, mit welcher der Strom zur Nadel oder die Nadel zum Strome gezogen wird, sehr klein, und verhält sich umgekehrt wie die Quadrate der Abstände beider von einander. Ferner ist die Richtung der gegenseitigen Anziehung so beschaffen, dass sie die Neigung der Verbindungslinie gegen die Axe der Nadel zu 90^0 ergänzt.

5. Befindet sich der Schliessungsdrath unmittelbar an der Mitte der Nadel, ist also $E = 0$, dann ist

$$I = \frac{2\mu S}{L} \quad \text{und} \quad \cos\zeta = \sin\varphi,$$

d. h. dann ist die Grösse der gegenseitigen Anziehung gleich der doppelten eines einzigen Poles und es ist, wegen $\varphi = 90^0$, die Richtung der Anziehung senkrecht zur Axe der Nadel.

6. Ist $\varphi = 90^0$, d. h. befindet sich der Strom in irgend einem Abstand in der Ostwestlinie, dann bekommt der Nenner in Gleichung 5) den grösstmöglichen, also I den kleinsten Werth; die gegenseitige Anziehung ist also, bei sonst gleichem Abstand, in der Ostwestrichtung geringer als in irgend einer andern. In Gleichung 6) wird aber $\cos\zeta = 1$, also $\zeta = 0$; es findet also die gegenseitige Anziehung stets in der Richtung der Verbindungslinie zwischen dem Strom und der Mitte der Nadel statt.

7. Ist $\varphi = 0^0$, d. h. bewegt sich der Strom durch die Axe der Nadel, oder durch die Verlängerung derselben, dann gehen die Formeln über in

$$I = \frac{2\mu S L}{E^2 - L^2} = 2\mu S \frac{L}{(E + L)(E - L)}$$

$$\cos\zeta = 0.$$

Es wird also $\zeta = 90^0$. Somit erhält der Strom von der Magnetnadel stets eine Anfangsbewegung, die senkrecht zur Axe der Nadel steht, und dieses geschieht mit einer Kraft, welche gleich ist der Grösse der Wechselwirkungen zwischen dem Strom und einem Pole in der Einheit der Entfernung, dividirt durch die vierte Proportionale zwischen der Länge der Nadel und den Abständen des Stromes von beiden Polen. Es sind aber folgende Fälle zu unterscheiden. Befindet sich nämlich der Strom zwischen beiden Polen, ist also $E < L$, dann wird das Vorzeichen von I das entgegengesetzte von dem, das es erhält, wenn der Strom in der Verlängerung der Axe der Nadel liegt, wenn also $E > L$. Der Schliessungsdrath wird also, wenn er durch die Axe der Nadel zwischen beiden Polen geht, nach entgegengesetzter Richtung angetrieben, als wenn er sich in der Verlängerung der Axe befindet. Ist aber $E = L$, dann wird $I = \infty$, es erhielte also der Strom, wenn er gerade durch einen Pol ginge, einen unendlich grossen Bewegungsantrieb.

Diese letzte Folgerung ist nicht füglich denkbar. Das Ungereimte derselben hat darin seinen Grund, dass das Gesetz der Wirkungsweise zwischen Magnetpol und Strom aus der Annahme abgeleitet ist, dass die Kraft zwischen einem kleinsten Stromtheilchen und einem Magnetpole dem Quadrate des Abstandes beider umgekehrt proportional sei. Dieses Gesetz hat aber nur für messbare Entfernung Gültigkeit, während das Gesetz für unmessbare kleine Abstände noch nicht ermittelt ist.

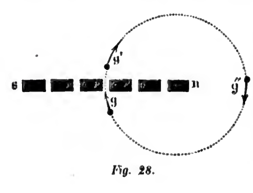


Fig. 28.

Ampère [5] hat aber auch nachgewiesen, dass diejenigen Schlüsse, welche so eben in Bezug auf die Wirkungsweise zwischen Nadel und Strom gemacht wurden, wenn letzterer durch die Axe der erstern (nicht durch deren Verlängerung) sich bewegt, Trugschlüsse seien, und dass somit aus den so eben durchgeführten Gründen die Formel nur für einen endlichen Abstand von der Axe der Nadel ihre Gültigkeit habe. Kann sich nämlich ein Antheil des Schliessungsdrathes nur in einem Kreise $g\,g'\,g''\ldots$ der *Fig. 28*

bewegen und wird dieser Kreis an irgend einer Stelle von einer Magnetnadel ns durchsetzt, so wird er an der Stelle g', absolut genommen, einen Bewegungsantrieb nach derselben Richtung erhalten, als an der Stelle g. Relativ zur Nadel wird er somit im ersten Falle abgestossen, im andern angezogen werden. Wäre man nun im Stande, eine Vorrichtung zu erfinden, bei welcher der Schliessungsdrath sich durch die Magnetnadel hindurch bewegen könnte, ohne dass der Strom an dieser Stelle unterbrochen würde, so müsste demgemäss der bewegliche Stromleiter eine continuirliche Beschleunigung immer in demselben Sinne erhalten. Ampère zeigt aber, veranlasst durch ein analoges Problem Savary's, dass die Magnetnadel unter diesen und ähnlichen Umständen nicht blos ein mechanisches, sondern vielmehr auch ein dynamisches Hinderniss für die Bewegung des Stromleiters darbietet. Denkt man sich nämlich die Nadel zusammengesetzt aus kleinsten Theilchen, wie $\nu\sigma$ in der Figur, deren Polarität dieselbe Richtung hat, wie die des ganzen Magneten, sodass also immer ν dem Nordpol und σ dem Südpol eines jeden Theilchens entspricht, so wird der Stromleiter g, sobald er sich eben an derjenigen Stelle befindet, bei welcher er die Magnetnadel durchschneiden würde, rechts einen Südpol σ und links einen Nordpol ν vorfinden. Diese werden ihm aber eine entgegengesetzt gerichtete Beschleunigung ertheilen, als die Pole n und s des ganzen Magneten, dessen Nordpol sich rechts und dessen Südpol sich links vom Strome befinden. Diese entgegengesetzte Beschleunigung ist aber in dem Maasse stärker als die ursprüngliche, in welchem sich die Pole σ und ν näher an dem Strome befinden als die Pole n und s. Somit würde die dem Stromleiter durch den ganzen Magneten ertheilte Bewegung auf dem kurzen Wege innerhalb desselben auch dann noch aufgehoben werden, wenn letzterer auch nicht als mechanisches Hinderniss dem erstern entgegen stünde.

Bezüglich der unter III. dargestellten Gesetze hat Dove[6] interessante Versuche veröffentlicht, von denen einige hier folgen mögen. — Eine Magnetnadel mittels eines Seidenfadens an einem Wagebalken aufgehangen, wurde von einem über oder unter ihr befindlichen, in der Südnordlinie aufgespannten Schliessungsdrathe nicht allein abgelenkt, sondern auch mit ihrem Indifferenzpunkte bis zur Berührung angezogen. — Eine Doppelnadel mit entgegengesetzten Polen wurde durch einen zwischen ihr ausgespannten Schliessungsdrath abgelenkt, aber nicht angezogen. — Eine Doppelnadel mit gleichgerichteten Polen wurde durch einen zwischen ihr ausgespannten Schliessungsdrath nicht abgelenkt, aber je nach der Stromesrichtung aufwärts oder abwärts gezogen. — Aehnliche Versuche wurden für horizontale und verticale Schliessungsdräthe mit verschiedenen Anordnungen von Nadeln angestellt, die alle so aufgehangen waren, dass der Schliessungsdrath ihnen keine Drehung um den Schwerpunkt, sondern nur eine Anziehung oder Abstossung ertheilen konnte. So zeigten sich an der Nadel ns der *Fig. 29*, die sich um den Unterstützungspunkt u wie eine Inclinationsnadel nur in verticaler Ebene bewegen konnte und durch ein Gegengewicht g in der Wage erhalten wurde, folgende Erscheinungen, wenn sie über oder unter einem zu ihr senkrechten Schliessungsdrathe stand:



Fig. 29.

Nadel darüber, Südende in Ost, Strom tritt ein in S: Abstossung,
„ „ „ „ „ „ „ „ „ N: Anziehung,
„ darunter, „ „ „ „ „ „ „ S: Anziehung,
„ „ „ „ „ „ „ „ „ N: Abstossung,
„ darüber, Nordende „ „ „ „ „ „ S: Anziehung,
„ „ „ „ „ „ „ „ „ N: Abstossung,
„ darunter, „ „ „ „ „ „ „ S: Abstossung,
„ „ „ „ „ „ „ „ „ N: Anziehung.

Um die hier erörterten Anziehungs- und Abstossungserscheinungen darzuthun, kann man sich auch eines beweglichen Schliessungsdrathes bedienen und diesem einen Magneten entgegenhalten. — Einen solchen Schliessungsdrath gewinnt man, wenn man einen Kupferdrath nach Art der *Fig. 30* in die Form von *defghi* biegt, bei *d* und *i* mit Spitzen versieht und diese in die Quecksilbernäpfchen der *Fig. 5* in §. 3 eintaucht, sodass die Spitze *d* auf dem Boden aufsteht, die Spitze *i* aber blos die Quecksilberkuppe berührt. Der in *gh* oder *ef* aufsteigende oder absteigende Strom kann alsdann zu den Versuchen benutzt werden. Will man sich des Apparates *Fig. 6* in §. 3 bedienen, so bekommt der Drath die Form *defghi* in *Fig. 31*, und zwar steht dann die Spitze *i* im Quecksilbernäpfchen *r* auf, während die Spitze *d* das Quecksilber im Näpfchen *s* berührt. Zwischen *f* und *g* trägt der Drath einen horizontalen Bogen, um die verticale Stange des Apparates unberührt zu lassen.

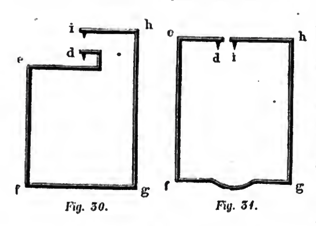


Fig. 30. *Fig. 31.*

Obschon nun die in diesem Paragraphen aufgeführten Erscheinungen bei einer oberflächlichen Betrachtung auf eine anziehende Wirkung zwischen Strom und Magnet schliessen lassen, so erklären sie sich doch vollständig durch die ursprüngliche tangentiale Wirkung des Stromes. AMPÈRE [7] unterschied im Anfange seiner Untersuchungen über Elektromagnetismus zwei Wirkungen des Schliessungsdrathes auf die Nadel, „eine richtende und eine anziehende oder abstossende". Erst FARADAY [8] wies nach, dass zwischen dem Schliessungsdrath und den Magnetpolen keine Anziehung oder Abstossung stattfindet, sondern dass diese nur als zusammengesetzte Wirkungen zu betrachten seien.

---

[1] ROGET. * Darstellung des Elektromagnetismus. Aus dem Englischen von Kottenkamp. Stuttgart 1847. S. 23 ff.
[2] AMPÈRE. * *Ann. de ch. et de ph.* T. 18. p. 88 et 313. (1821.)
[3] ROGET. * Elektromagnetismus. N. 49.
[4] BOISGIRAUD. * Gilb. Ann. 67. 164. (1821.) — Auszug aus *Mém. de l'Acad. de Paris* 9. Oct. 1820. — * *Ann. de ch. et de ph.* 15. 279. (1820.) — * *Historical sketch of Electromagnetism* in Thomson's *Ann. of Phil.* New Ser. T. 2. p. 195—274 u. T. 3. p. 407. (1821.) — * Ampère und Babinet Entdeckungen über Elektr. und Magn. Aus d. Franz. Leipzig 1822. S. 71.
[5] AMPÈRE. * *Note sur l'action mutuelle d'un aimant et d'un conducteur voltaique.* Paris 1828. p. 17. seq. — Aus *Ann. de ch. et de ph.* 1828.
[6] DOVE. * Pogg. Ann. 28. 568. (1833.) — * Dove Rep. d. Ph. 1. 257.
[7] AMPÈRE. * *Ann. de ch. et de ph.* T. 15. p. 59 et 170. (1820 Sept. et Oct.) — * Gilb. Ann. B. 67. S. 113 u. 127. (1821.) — * *Recueil d'observations electrodynamiques.* Paris 1822. p. 49 et 51.
[8] FARADAY. * Gilb. Ann. 71. 124, namentlich S. 132. (1822.) — *Quarterly journal.* Vol. 12. p. 416. — * *Ann. de ch. et de ph.* 18. 337. (1821.)

§. 8. Wirkung zweier geradliniger paralleler und entgegengesetzter Ströme auf den Magneten.

Soviel von den Gesetzen, nach welchen ein einfacher geradliniger Strom auf eine Magnetnadel wirkt. Interessant ist es, zu untersuchen, wie sich eine Magnetnadel verhält, wenn sie sich unter dem Einflusse zweier Ströme befindet, und zwar mag hier vorerst der einfache Fall hervorgehoben werden, wenn sich

die Magnetnadel zugleich im Wirkungskreise von zwei parallelen und entgegengesetzt gerichteten Strömen befindet. Es mag zu dem Ende von der Platinplatte einer einfachen Kette ein Kupferdrath in horizontaler Richtung eine beliebige Strecke fortgeführt werden, dann werde derselbe nach unten gebogen und parallel zu sich selbst zu der Zinkplatte zurückgeführt. Stellen nun in *Fig.* 32 die beiden Kreise um *A* und *B* die Durchschnitte dieses Drathes mit der Ebene der Figur dar, und denkt man sich die Kette hinter dem Papier stehend, so wird in *A* der Strom von hinten auf die Vorderseite des Papieres treten und in *B* wieder zurück nach der Hinterseite gehen. Führt man demnächst eine beliebige horizontale Compassnadel in einer zu *ik* parallelen Ebene über oder unter beiden Strömen vorüber, so zeigt sich, dass an allen Stellen zwischen *g* und *h* der Nordpol der Nadel nach *i* hin aus dem Meridian abgelenkt wird; in den Stellen *g* und *h* selbst erhält er gar keine Ablenkung und in den Räumen von *g* nach *i*, sowie von *h* nach *k* wird derselbe Nordpol in der entgegengesetzten Richtung nach *k* abgelenkt.

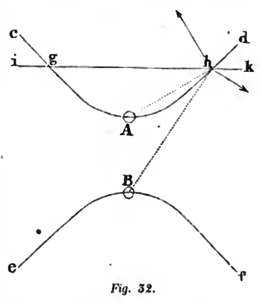


Fig. 32.

Nähert man die Bewegungsebene *ik* des Compasses dem Drathe *A* an, so rücken die Punkte ohne Abweichung einander näher, führt man den Compass in grösserer Entfernung vorüber, so rücken diese Punkte aus einander. Unterhalb *B* wiederholt sich die Erscheinung, sodass in dem Raume *eBf* der Nordpol der Nadel nach *i*, ausserhalb demselben nach *k* abgelenkt wird. Misst man die Horizontal- und Verticalabstände der Punkte ohne Wirkung wie *g* und *h* von *A* und *B* und zeichnet sie demnächst auf, so erkennt man, dass der geometrische Ort derselben *cAd* und *eBf* den beiden Armen einer gleichseitigen Hyperbel entspricht, deren Scheitel in den Punkten *A* und *B* liegen. An jeder Stelle derselben, wie z. B. in *h* müssen also die beiden von *A* und *B* ausgehenden Wirkungen sich gegenseitig aufheben. Es ist aber die Möglichkeit eines solchen Gleichgewichts erklärlich. Denn die von *A* ausgehende Kraft wirkt auf den Nordpol der Nadel in der Richtung des nach links gehenden Pfeiles senkrecht zur Verbindungslinie *Ah*; ingleichen wirkt die von *B* ausgehende Kraft in der Richtung des nach rechts gehenden Pfeiles senkrecht zur Verbindungslinie *Bh*. Obschon nun die von dem weit nähern *A* ausgehende Kraft stärker ist, als die von dem entferntern *B* kommende, so wirkt doch letztere unter einer günstigern Richtung auf die horizontale Nadel als erstere, sodass die hier in Betracht kommenden horizontalen Antheile der Kraft einander gleich und entgegengesetzt sein können, sich also gegenseitig aufheben.

Die hier beschriebenen Versuche wurden von SEEBECK [1] im Jahre der Entdeckung des Elektromagnetismus angestellt (im September, October und November 1820), obschon SEEBECK die hyperbolische Gestalt der Gleichgewichtscurve noch nicht erkannt hatte. Sie wurden von MUNCKE [2] wiederholt, jedoch ohne Erfolg und mit Abänderungen, die beweisen, dass derselbe den Sinn der Erscheinung nicht gefasst hatte. Anders HANSTEEN [3]. Derselbe mass die Abscissen und Ordinaten der

von SEEBECK gegebenen Figur, und erkannte, dass der geometrische Ort der Gleichgewichtsstellung der Nadel eine Hyperbel sei. Aus dieser Beobachtung zeigte er durch sehr einfache Rechnungen, dass demgemäss die von jedem einzelnen der beiden Dräthe ausgehende Kraft im umgekehrten einfachen Verhältnisse des Abstandes zwischen Drath und Nadel stehen müsse. Da jedoch dieses Gesetz im fünften Paragraphen aus unmittelbaren Grundsätzen schon abgeleitet worden ist, mag hier umgekehrt allgemein nachgewiesen werden, dass, wenn die von einem einzelnen Strom ausgehende Kraft im umgekehrten einfachen Verhältnisse des Abstandes auf einen Magnetpol wirkt, derselbe von zwei gleichen, parallelen, entgegengesetzt gerichteten Strömen weder angezogen, noch abgestossen wird in einer hyperbolischen Linie, deren Ebene beide Ströme senkrecht durchschneidet, und deren Scheitel in den Axen der Stromleiter liegen.

Es mag der grössern Allgemeinheit wegen die ursprüngliche Form der Darstellung verlassen [4] und angenommen werden, dass in *Fig.* 33 A und B die Durchschnitte derjenigen beiden geradlinigen gleichstarken galvanischen Ströme mit der Ebene der Figur seien, deren gemeinschaftliche Wirkung auf den Nordpol N eines Magneten MN betrachtet werden soll. Es werde vorausgesetzt, dass dieser Magnet sich nur in einer die Ströme senkrecht durchschneidenden Ebene, und in dieser nur in einer Linie OM bewegen könne, welche senkrecht auf der Verbindungslinie OB der beiden Ströme steht. Der Strom A gehe senkrecht zur Ebene der Figur von vorn nach hinten, der Strom B von hinten nach vorn. Der erstere Strom strebt nun den Pol senkrecht zur Verbindungslinie AN nach der Richtung NE abzulenken mit einer Kraft μ', und B würde allein denselben senkrecht zu NB nach NF mit einer Kraft μ treiben. Wird die Grösse der Wechselwirkung zwischen einem Strom und dem Pol in der Einheit der Entfernung mit $i_{,}$ bezeichnet, so ist, abgesehen vom Vorzeichen:

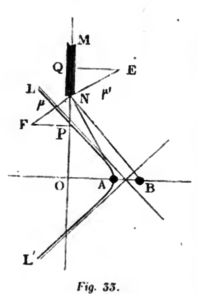


Fig. 33.

$$\mu = \frac{i_{,}}{BN} \quad \text{und} \quad \mu' = \frac{i_{,}}{AN}.$$

Wird nun die Linie MO zur Axe der z und die darauf senkrechte Linie OB zur Axe der x genommen, wird ON mit z und OA mit x, sowie AB mit a bezeichnet, so ist

$$\mu = \frac{i_{,}}{\sqrt{z^2 + (x+a)^2}} \quad \text{und} \quad \mu' = \frac{i_{,}}{\sqrt{z^2 + x^2}}.$$

Unter der Voraussetzung, dass der Magnet sich nur in der Linie MO bewegen soll, wirken aber nur die Projectionen NP und NQ von μ und μ' zu dieser Linie auf den Magnetpol N bewegend ein. Werden diese Projectionen bezüglich mit m und m' bezeichnet, so ist aus der Aehnlichkeit der Dreiecke ENQ mit NAO und FPN mit NOB ersichtlich, dass

$$\frac{m}{\mu} = \frac{x+a}{\sqrt{z^2 + (x+a)^2}} \quad \text{und} \quad \frac{m'}{\mu'} = \frac{x}{\sqrt{z^2 + x^2}}$$

und demgemäss

$$m = i_{,} \frac{x+a}{z^2 + (x+a)^2} \quad \text{und} \quad m' = i_{,} \frac{x}{z^2 + x^2}$$

ist. — Da nun diese beiden Kraftantheile im Allgemeinen nach entgegengesetzter Richtung wirken, so wird der Pol N sich nur infolge der Differenz Δm von beiden bewegen. Es ist aber

$$\Delta m = i_{,} a \frac{z^2 - x^2 - ax}{(z^2 + x^2)(z^2 + a^2 + 2ax + x^2)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1).$$

Der Pol erfährt nun keinen Bewegungsantrieb, wenn die Kraft $\Delta m = 0$ ist. Diese Bedingung findet statt, wenn

$$z^2 - x^2 - ax = 0$$

oder

$$z = \pm x \sqrt{x + a} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2).$$

Diese Formel stellt aber die Gleichung einer gleichseitigen Hyperbel dar, deren Scheitelpunkte A und B und deren Axe $= a$ ist. In jedem Punkte dieser Hyperbel wird der Pol N durch keine Kraft bewegt. Da aber für jedes z, welches $\left\{\begin{matrix}\text{kleiner}\\\text{grösser}\end{matrix}\right\}$ ist, als es die letzte Gleichung verlangt, Δm in 1) einen $\left\{\begin{matrix}\text{negativen}\\\text{positiven}\end{matrix}\right\}$ Werth erhält, so wird in dem Raume, dem die Hyperbel die $\left\{\begin{matrix}\text{hohle}\\\text{erhabene}\end{matrix}\right\}$ Seite zugekehrt, der Pol N $\left\{\begin{matrix}\text{zurückgestossen}\\\text{angezogen}\end{matrix}\right\}$ werden, was zu erweisen war.

In dem speciellen Falle, wenn die beiden Ströme A und B sehr nahe an einander rücken, sodass a einen unverhältnissmässig kleinen Werth $\frac{dx}{r}$ erhält — wo r eine constante endliche Zahl sein möge, deren Bedeutung erst später hervortritt — dann wird auch Δm einem sehr kleinen Werthe dm entsprechen, und die Gleichung geht, nach Weglassung der sehr kleinen Werthe zweiter Ordnung, über in

$$dm = \frac{i_{,} dx}{r} \cdot \frac{z^2 - x^2}{(z^2 + x^2)^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3).$$

Die Linie, in welcher diese Kraft $= 0$ wird, stellt sich aber dar in der Gleichung

$$z = \pm x \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4),$$

d. i. in der Gleichung zweier geraden Linien, welche zwischen A und B hindurch gehen und die Axen der x und z unter 45^0 schneiden. Der Pol N erfährt also keine Anziehung und keine Abstossung, wenn er sich in einem Punkte befindet, der ebenso weit in der Richtung NO von O absteht, als das Strompaar AB von demselben Punkte in der Richtung $O\,(AB)$. Die durch Gleichung 4) ausgedrückten Linien sind die Asymptoten der durch Gleichung 2) dargestellten Hyperbeln, und da, auch wenn A und B nicht gerade unendlich nahe an einander liegen, schon in einigem Abstande des Magneten von der Linie OB diese Asymptoten merklich mit der hyperbolischen Linie zusammenfallen, können die erstern statt der letztern angenommen werden, wenn es nicht auf feine Messungen ankommt. Die nachfolgenden Erörterungen mögen also blos auf diese beiden geraden Linien bezogen werden.

Ist in Gleichung 3) $x = 0$, dann wird $dm = \frac{i_{,} dx}{r} \cdot \frac{1}{z^2}$. Da somit dm nicht negativ werden kann, so findet nur Anziehung statt, wenn die Bewegungslinie des Magnetpoles mitten zwischen beiden Strömen in die Ebene derselben einschneidet, und die Stärke dieser Anziehung ist dem Quadrate des Abstandes z umgekehrt proportional.

Ist nun, wie gezeigt wurde, der Punkt P, wie alle auf der Linie LAL' liegende Punkte, ein solcher, in welchem die Abstossung des Strompaares gegen den Pol N in Anziehung übergeht, so ist leicht vorauszusehen, dass die grösste Anziehung nicht unmittelbar jenseit P statthaben wird. Liegen aber von P abseits nach M hin noch Stellen, in welchen der Magnet stärker von dem Strompaare angezogen wird, als in Punkten, die P näher liegen, so wird der Magnet nicht eher zur Ruhe kommen, als bis er den Punkt der grössten Anziehung erreicht hat. Es fragt sich, an welcher Stelle der Linie OM das Maximum der Anziehung zu suchen sei.

Die Gleichung 3) drückt das Maass dm für die Kraft aus, mit welcher der Pol durch das Strompaar bewegt wird. Dieselbe ist bei constantem x veränderlich mit dem Abstande z des Poles von der Ebene der Ströme. Das Verhältniss dieser Veränderungen ergiebt sich durch Differenziation von dm nach z, und ist ausgedrückt durch

$$\frac{d \cdot dm}{dz} = \frac{i_{,} dx}{r} 2z \frac{3x^2 - z^2}{(z^2 + x^2)^3} \quad \ldots \ldots \quad 5).$$

Ist aber

$$z^2 = 3x^2,$$

so ist dieses Verhältniss $= 0$, woraus hervorgeht, dass an einer Stelle

$$z = \pm x\sqrt{3} \quad \ldots \ldots \quad 6)$$
$$= \pm 1{,}73 \cdot x$$

sich ein Maximum der anziehenden Wirkung des Strompaares auf N befinden muss. Dass hier aber die Wirkung ein Maximum und nicht ein Minimum ist, zeigt sich daraus, dass der zweite Differenzialquotient $\frac{d^2\,dm}{dz^2} = 6\frac{i_{,} dx}{r} \cdot \frac{z^4 + x^4 - 6z^2x^2}{(z^2 + x^2)^4}$ den negativen Werth $\frac{-3i_{,} dx}{16 r x^4}$ erhält, sobald man den Werth $3x^2$ für z^2 in denselben einsetzt. Der Pol N wird sich also, trotzdem er abseits von der Stelle P immer angezogen wird, doch noch bis zu einer Entfernung $z = x\sqrt{3}$ nach M hin bewegen, weil er erst dort die Stelle der grössten Anziehung vorfindet.

Durch die Formeln 4) und 6) sind zwei Gleichgewichtslagen des Poles N definirt. Die erste ist eine labile, sie ist der Durchgangspunkt von einer negativen Wirkung zu einer positiven; die zweite ist eine stabile, denn in diese wird der Pol immer wieder zurückzukehren streben, wenn er durch irgend eine Ursache aus derselben gebracht worden ist, weil er sowohl diesseit als jenseit kleinere anziehende Kräfte vorfindet, als in diesem Punkte selbst.

Es braucht kaum erwähnt zu werden, dass bei entgegengesetzter Stromesrichtung oder bei Vertauschung des Nordpoles mit einem Südpole, die Erscheinungen der Anziehung und Abstossung stets die entgegengesetzten werden.

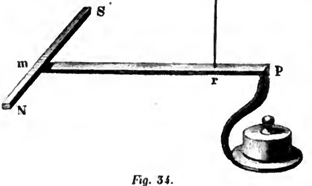


Fig. 34.

Um die hier behandelten Erscheinungen, sowie die des folgenden Paragraphen darzuthun, muss man sich eines Magneten NS der *Fig. 34* bedienen, der nicht, wie eine Compassnadel, um den Mittelpunkt beweglich, sondern an einer längern Stange von dünnem Holze mp senkrecht zu derselben befestigt ist, die mit einem Punkte r an einem Seidenfaden aufgehangen wird. Um

die Holzstange horizontal zu halten, wird sie in p mit einem Gegengewichte beschwert. Die Wirkung der Ströme auf den Pol S muss in Abzug gebracht werden, wenn anders der Magnetstab nicht lang genug ist, um dieselbe vernachlässigen zu können. Zur Abhaltung der störenden Luftbewegungen ist es rathsam, die ganze Vorrichtung unter einem Glasgehäuse aufzuhängen. — Die in §. 7, *Fig. 21*, dargestellte Vorrichtung lässt sich ebenfalls zum Nachweise dieser Erscheinungen benutzen; nur muss die Richtkraft der Nadel ns durch einen in geeigneter Weise entgegengehaltenen Magneten bis auf einen kleinen Antheil compensirt werden, indem die von den Strömen ausgehende Kraft zu schwach ist, um ohne jene Vorsichtsmassregel noch merkliche Wirkungen auf die Nadel ausüben zu können.

---

[1] Seebeck. * Abhandlungen der berliner Akademie d. W. 1820. S. 288. — Auszug vom Verf. in * Schweigg. Journ. 32. 27. (1821.)
[2] Muncke. * Gehler's ph. W., n. B. 3. 528. (1827.)
[3] Hansteen. * Gilb. Ann. 70. 175. (1822.)
[4] v. Feilitzsch. * Pogg. Ann. 87. 427. (1852.)

§. 9. Wirkung einer Reihe von parallelen entgegengesetzten, in einer Ebene befindlichen Strömen auf einen senkrecht zu dieser Ebene beweglichen Magnetpol.

Noch bleibt übrig, den Einfluss zu untersuchen, welchen eine ganze Reihe in derselben Ebene liegender und abwechselnd entgegengesetzt gerichteter Ströme auf einen Magnetpol ausüben, der in einer zu dieser Ebene senkrechten Linie sich bewegen kann. Um die Vorstellung zu fixiren, mögen AB, $A'B'$, ... in *Fig. 35* die Ströme sein, welche die Ebene der Figur senkrecht durchschneiden. Und zwar mögen alle A von vorn nach hinten und alle B von hinten nach vorn gerichtet sein. Der Nordpol N eines Magneten mag sich nur in der zur Ebene der Ströme senkrechten geraden Linie NO bewegen können. Vorerst sei angenommen: a) dass alle Strompaare von gleicher Stärke seien. Ist nun N' derjenige Punkt, in welchem der Pol N infolge des Paares $A'B'$ allein in stabiler Gleichgewichtslage sich befinden würde, so wird derselbe infolge aller Strompaare $A''B''$, $A'''B'''$ ...., welche ferner

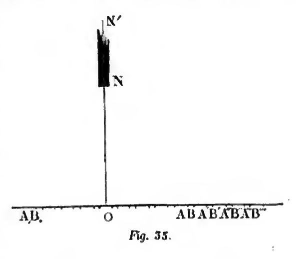


Fig. 35.

von O liegen als $A'B'$, von N aus über N' abwärts getrieben werden. Dahingegen aber wird er infolge aller Strompaare, welche, wie AB, näher an O liegen als $A'B'$ nach O hin angezogen werden. Nothwendigerweise folgt er der grössern Kraft, und diese ist bei den nähern Strompaaren wie AB zu suchen. Demzufolge zieht also ein Aggregat von abwechselnd entgegengesetzt gerichteten Strömen, welche parallel zu einander in einer Ebene sich befinden und dieselbe Stärke haben, den Nordpol eines senkrecht zur Stromebene beweglichen Magneten aus allen Entfernungen an, wenn alle links liegenden Ströme eines jeden Paares vom Beobachter nach dem Magneten, alle rechts liegenden vom Magneten nach dem

Beobachter fliessen. Unter denselben Bedingungen wird aber ein Südpol abgestossen und bei umgekehrter Stromesrichtung der Südpol angezogen und der Nordpol abgestossen.

b) In dem eben betrachteten Falle tritt die abstossende Wirkung der entferntern Strompaare $A''B''$ .... nur deswegen zurück, weil ihre Kraft wegen des grössern Abstandes von einem Punkte N der Linie NO zu sehr geschwächt wird. Ertheilt man diesen entferntern Strompaaren $A''B''$ .... aber eine in dem Maasse grössere und den nähern .... AB eine in dem Maasse geringere absolute Stärke, als jene wegen der Entfernung schwächer und diese wegen der Nähe stärker wirken, so hebt sich ihre Wirkung gegenseitig auf. Die Bewegungsgesetze des Magnetpoles hängen demnach blos von dem Strompaare $A'B'$ ab und somit wäre in N' die stabile Gleichgewichtslage zu suchen. Hieraus geht aber hervor, dass abwechselnd entgegengesetzt gerichtete Ströme, welche parallel zu einander in einer Ebene fliessen, von der Mitte der Ebene nach den Enden derselben in einem gewissen Verhältnisse von Paar zu Paar stärker werden, im Uebrigen aber die früher beschriebene Beschaffenheit haben: den Nordpol eines über der Mitte der Ebene und zu dieser senkrecht beweglichen Magneten bis zu einer von jenem Verhältniss abhängigen Entfernung von der Ebene zurückstossen; dass sie ihn aber jenseit dieser Entfernung anziehen.

c) Als specieller Fall dieser Regel verdient hervorgehoben zu werden, wenn die Stärke der mittlern Ströme verschwindet, oder mit andern Worten, wenn blos in einem gewissen Abstande von O nach rechts und links, etwa in AB und $A'B'$, je ein oder mehre nahe an einander liegende Strompaare von der Richtung der Vorigen vorhanden sind, und die dazwischen liegenden fehlen. Aus dem Vorangehenden, sowie schon unmittelbar aus dem im vorigen Paragraphen Gesagten leuchtet dann ein, dass der Pol N vor der Mitte dieses Systems zurückweichen muss, bis zur Stelle der Maximumwirkung des einen oder andern Paares.

d) Noch ein dritter Fall ist denkbar, nämlich, dass die Stromstärke des in der Mitte bei O liegenden Paares am grössten sei und symmetrisch für die rechts und links liegenden Paare abnehme. Voraussichtlich wird, immer für die früher festgesetzten Stromesrichtungen, unter diesen Umständen der Pol N aus allen Entfernungen angezogen. Doch ist dieser Fall für das Folgende von wenig Interesse.

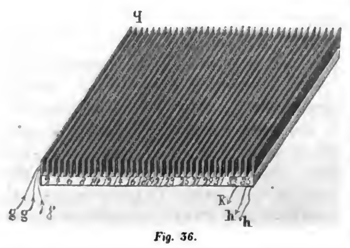


Fig. 36.

I. Um die drei Fälle a), b), c) durch den Versuch nachzuweisen, ist die Vorrichtung der *Fig. 36* sehr geeignet [1]. Auf einer quadratischen Papptafel QR von 28 Centimeter Seite sind abwechselnd dünne und dicke Pappstreifen von der Länge der Tafel und von geringer Höhe mit der hohen Kante aufgeklebt. Die Dicke der beiden Arten von Streifen verhält sich wie 1 : 4.

Die Zwischenräume zwischen je zwei Streifen sind so breit, dass gerade eine Lage Kupferdrath, der mit der Umspinnung kaum $1/2$ Millimeter dick ist, dazwischen gedrückt werden kann. Es befinden sich 36 der dünnern Streifen 1, 2 .... 36 auf der Tafel.

a) Um nun den ersten Fall darzustellen, beginnt man auf der linken Seite von 1, legt von g aus den Drath nach q, führt ihn auf der rechten Seite von 1 wieder zurück, und umwindet dann diesen Streifen nochmals. Demnächst führt man denselben Drath auf der linken Seite von 2 abwärts nach q hin, auf der rechten Seite zurück und fährt in dieser Weise fort bis alle 36 dünne Streifen je zwei mal umwunden sind. Lässt man nun in g einen starken galvanischen Strom ein-, in h austreten und stellt die Mitte dieser Vorrichtung dem Nordpol eines nach Art der *Fig. 34* im vorigen Paragraphen oder der *Fig. 24* in §. 7 aufgestellten Magneten gegenüber, so zeigt sich, dass derselbe angezogen wird, in welcher Entfernung er sich auch von der Papptafel befinden mag. Wird die Stromesrichtung umgekehrt, so wird er stets abgestossen, der Südpol aber angezogen.

b) Dieselbe Papptafel lässt sich auch benutzen, um den zweiten Fall darzuthun. Man lässt den ersten Drath ausser Thätigkeit und beginnt einen zweiten ganz ähnlich dem ersten von 1 an um jeden dünnern Streifen zu winden, doch so, dass auf den Streifen 1 18 Windungen, auf 2 17 kommen, und so auf jeden eine Windung weniger, bis auf den Streifen 18 nur eine Windung gelegt wird. Vom Streifen 19 wird dieselbe Progression wieder aufwärts verfolgt, bis der Streifen 36 wieder ebenso oft umwickelt ist, als der erste. Lässt man nun durch das Ende $g_{\prime}$ dieser neuen Windungen den Strom eintreten und durch das entsprechende Ende $h_{\prime}$ austreten, und stellt abermals die Mitte dieser Vorrichtung dem Nordpole der Magnetnadel gegenüber, dann weicht derselbe zurück. Nur durch sehr starke Ströme wird man im Stande sein, denjenigen Punkt durch den Versuch nachzuweisen, jenseit dessen der Nordpol sich der Tafel wieder annähert, indem die ohnehin äusserst schwache Kraft in grösserer Entfernung den Magneten nicht mehr merklich bewegt. — Stellt man aber bei dieser Anordnung der Windungen den Magneten nicht der Mitte der Tafel gegenüber, sondern etwa den Strompaaren 10 oder 26, so findet, wie leicht zu erklären ist, kein Zurückweichen desselben mehr statt, sondern er wird bis zur Tafel hin angezogen.

c) Hat man die vorigen Windungen zwischen den Streifen 1 und 2, sowie zwischen 35 und 36 durchschnitten, sodass man dort je zwei Enden γ und k gewinnt, die man mit Ausschluss der Windungen der mittlern Streifen in Verbindung setzen kann, und stellt jetzt den Nordpol des Magneten der Mitte der Tafel gegenüber, so lässt sich der oben unter c) beschriebene Fall nachweisen. Auch jetzt wird der Nordpol zurückweichen und zwar bis zu einer Entfernung, welche zufolge der Formel 6) des vorigen Paragraphen 1,73 der halben Breite der Tafel beträgt.

II. Auf Grund der im vorigen Paragraphen gepflogenen Rechnungen lässt sich nun auch leicht das hier Gesagte zahlenmässig darstellen. Der Fall unter b) ist der allgemeinere, er mag zuerst behandelt werden. Die Gleichung 3) des vorigen Paragraphen

$$dm = \frac{i_{\prime}\, dx}{r} \cdot \frac{z^2 - x^2}{(z^2 + x^2)^2}$$

stellt die Abhängigkeit der Wirkung eines Strompaares auf den Magneten von der Entfernung beider dar. Die Wechselwirkung $i_{\prime}$ beider in der Einheit der Entfernung hängt aber theilweise von der Quantität des Magnetismus ab, welche in dem Pole N vereinigt gedacht werden kann, anderntheils von der Stärke des Stromes in dem Paare. Soll, wie hier vorausgesetzt wird, die letztere von der Mitte nach den

Rändern der Tafel sich ändern, so wird sie allgemein als eine Function der Grösse x betrachtet werden können. Demgemäss mag

$$i_{,} = i \cdot \varphi(x)$$

gesetzt werden. — Ist nun die Entfernung von einem Strome A zu dem nächsten gleich gerichteten A' gleich dx, ist aber die Entfernung von zwei zu demselben Paare gehörigen Strömen AB wie früher $= \frac{dx}{r}$, wo also r das Verhältniss der Entfernung zweier Strompaare zur Entfernung der beiden Ströme desselben Paares bedeutet, so ist die Wirkung eines Strompaares allgemein

$$dm = \frac{i\,dx}{r}\,\varphi(x)\,\frac{z^2 - x^2}{(z^2 + x^2)^2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 1).$$

Eine Integration dieser Formel giebt die Gesammtwirkung aller Strompaare auf die Nadel.

Im Beispiele des Versuches änderten sich die Stärken der Ströme von Paar zu Paar in arithmetischem Verhältnisse, dem entsprechend allgemein $\varphi(x) = \alpha + \beta x$ gesetzt werden kann, wo α und β willkürliche constante Grössen bedeuten. Ist ferner die halbe Breite der mit den Stromleitern bedeckten Tafel $= a$, so ist das Integral aus Formel 1) zwischen den Grenzen $-a$ und $+a$ zu nehmen. Da aber die Wirkung der rechten und der linken Hälfte der Tafel sich addiren, so ist blos nöthig, das Integral zwischen den Grenzen $x = 0$ und $x = a$ zu nehmen und zu verdoppeln. Demnach ist die Stärke der Wirkung der Tafel auf den Nordpol des Magneten

$$m = \frac{2i}{r}\int_0^a (\alpha + \beta x)\,\frac{z^2 - x^2}{(z^2 + x^2)^2}\,dx$$

$$= \frac{2i}{r}\left[\frac{\alpha x - \beta z^2}{z^2 + x^2} - \frac{\beta}{2}\,lg\,(z^2 + x^2)\right]_{x=0}^{x=a}$$

$$= \frac{2i}{r}\left[\frac{\alpha a + \beta a^2}{z^2 + a^2} - \frac{\beta}{2}\,lg\,\frac{z^2 + a^2}{z^2}\right] \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2).$$

a) Wird der galvanische Strom durch denjenigen Drath der Tafel geführt, welcher jeden der Streifen in derselben Anzahl von Windungen umgiebt, dann ist die Constante β, welche den Zuwachs der Windungsanzahl von Streifen zu Streifen anzeigt, $= 0$, und die Formel 2) geht über in

$$m = \frac{2i}{r} \cdot \frac{\alpha a}{z^2 + a^2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2\,a).$$

Diese Formel beweist aber die obige Behauptung, nämlich, dass bei der statthabenden Stromesrichtung ein senkrecht zur Mitte der Stromebene beweglicher Nordpol an allen Stellen der Bewegungslinie angezogen wird, indem m für jeden Werth von z eine positive Grösse bleibt. Ferner zeigt die Formel, dass die Stärke dieser Anziehung der Breite der Stromebene $2a$ direct und dem Quadrate des Abstandes $\sqrt{z^2 + a^2}$ zwischen dem Magnetpol und dem Rande der Stromebene umgekehrt proportional ist.

b) Wird der Strom durch den Drath der Tafel geführt, welcher die mittelsten Streifen in der geringsten und jeden weiter nach dem Rande liegenden in einer grössern Anzahl von Windungen umkreist, dann behält in Formel 2) α und β einen reellen Werth. Um zu erfahren, bis zu welcher Entfernung der Nordpol des Magneten vor der Ebene des Magneten zurückweicht, ist es nöthig, den Abstand des Ortes der grössten Wirkung von der Ebene der Tafel zu ermitteln. Dieses geschieht durch Differenziation der Gleichung nach z und nachmaliger Bestimmung desjenigen Werthes von z, für welchen dieser Differenzialquotient $= 0$ wird. Die Differenziation ergiebt

$$\frac{dm}{dz} = \frac{2i}{r}\left\{-\frac{2z(\alpha a + \beta a^2)}{(z^2+a^2)^2} + \frac{\beta a^2}{z(z^2+a^2)}\right\}$$

und dieser Differenzialquotient wird $= 0$ für

$$z^2 = \frac{\beta a^3}{2\alpha + \beta a} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 2\,b).$$

Im Falle des oben beschriebenen Versuches ist $\beta = 1$; $\alpha = 1$; $a = 18$, und unter diesen Umständen wird

$$z = 17{,}08.$$

Es liegt also das Maximum der Wirkung, bis zu welchem der Pol vor der Ebene der Ströme zurückweicht, in einem Abstande, welcher fast genau der halben Breite der Tafel gleich ist.

Die Formel 2b) beweist also die obige Behauptung, nämlich, dass bei der statthabenden Stromesrichtung ein senkrecht zur Mitte der Stromebene beweglicher Nordpol bis zu einem gewissen Abstande vor der Ebene der Ströme zurückweicht, wenn diese von der Mitte der Ebene nach dem Rande hin an Stärke zunehmen.

c) Der dritte der oben besprochenen Fälle kann ebenfalls nach Art der Formel 2) nachgewiesen werden, wenn er auch aus den Erörterungen des vorigen Paragraphen an sich klar ist. Wird nämlich jenes Integral nicht von $x = 0$ bis $x = a$, sondern von $x = b$ bis $x = a$ genommen, so werden dadurch die näher als b an der Mitte der Tafel liegenden Strompaare ausgeschlossen. Es ergiebt sich aber alsdann eine Wirkung

$$m = \frac{2i}{r}\left\{\frac{\alpha a - \beta z^2}{z^2+a^2} - \frac{\alpha b - \beta z^2}{z^2+b^2} - \frac{\beta}{2}\,lg\,(z^2+a^2) + \frac{\beta}{2}\,lg\,(z^2+b^2)\right\} \; . \; . \; 2\,c).$$

Um die Rechnung nicht unnöthig zu erschweren, mag sofort vorausgesetzt werden, dass die Stärke der Strompaare in dem Raume $a - b$ sich nicht ändere, dass also $\beta = 0$ sei, dann ist, wenn überdem $\alpha = 1$ gesetzt wird,

$$m = \frac{2i}{r}\left\{\frac{a}{z^2+a^2} - \frac{b}{z^2+b^2}\right\}.$$

Auch hier findet sich der Maximumwerth der Wirkung durch Differenziation dieser Gleichung nach z, und Ermittelung des Werthes von z, für welchen der Differenzialquotient $= 0$ wird. Es ist aber

$$\frac{dm}{dz} = \frac{2i}{r}\,2z\left\{\frac{-a}{(z^2+a^2)^2} + \frac{b}{(z^2+b^2)^2}\right\},$$

4 *

und diese Gleichung wird $= 0$, wenn

$$a(z^2 + b^2)^2 = b(z^2 + a^2)^2;$$

dieses geschieht aber für einen Werth

$$z^2 = ab + (a+b)\sqrt{ab}$$

oder

$$z = \sqrt{ab + (a+b)\sqrt{ab}}.$$

Wird in dieser Gleichung $a = b$ gesetzt, d. h. wie in dem angeführten Versuche blos die Wirkung der beiden äussersten Strompaare beobachtet, so ist

$$z = a\sqrt{3}.$$

Es befindet sich also die Stelle der stabilen Gleichgewichtslage des Nordpoles in einer Entfernung von der Tafel, welche gleich ist der halben Breite derselben, multiplicirt mit $\sqrt{3}$, ganz wie es der vorige Paragraph in Formel 6) aussagte.

[1] v. Feilitzch. *Pogg. Ann. Bd. 87. S. 225. 443. 430. (1852.)

§. 10. Gesetze der Wirkung kreisförmiger Stromleiter auf die Nadel. Tangentenbussole.

Von den Wirkungen krummliniger Stromleiter auf die Magnetnadel sind besonders diejenigen von Interesse, welche durch kreisförmige Schliessungsdräthe hervorgebracht werden, indem man dieselben in der Form der Tangentenbussolen zu Messinstrumenten für galvanische Ströme benutzt. Es bedeute KgZ in der *Fig. 37* einen fast geschlossenen kreisförmigen Kupferstreifen, welcher bei K und Z mit einem Rheomotor so in Verbindung steht, dass der Strom bei g sich in der Richtung des Pfeiles von hinten nach vorn bewegt. Liegt nun in der Axe cn dieses Kreises bei n ein nordmagnetisches Theilchen, so wird ein bei g befindliches Stromelement von der Länge ds das Theilchen n nach der Richtung nr senkrecht zur Verbindungslinie ng treiben. Dieses geschieht mit einer Kraft nr, welche der Anzahl μ von magnetischen Einheiten, die sich in n befinden, welche ferner der Grösse S der Wirkung des Stromes auf eine magnetische Einheit in der Einheit der Entfernung, welche demnächst der Länge ds des betrachteten Stromelementes direct proportional ist, und welche dem Quadrate des Abstandes gn umgekehrt proportional ist. Sonach ist:

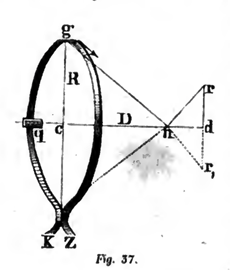


Fig. 37.

$$nr = \frac{\mu S ds}{gn^2}.$$

Da das Theilchen ds mit der Tangente zur Strombahn an dem Punkte g zusammenfällt, und da diese senkrecht zur Linie gn steht, so ist eine Reduction jener Kraft wegen der Schiefe des Winkels nicht nöthig. An welcher Stelle des

Kreises nun auch das Theilchen ds gedacht werden mag, so wird sich stets demselben ein gleich grosses diametral gegenüber finden lassen, welches den Punkt n mit einer ebenso grossen, aber in Bezug auf die Axe des Kreises gegen nr symmetrisch nach unten gerichteten Kraft nr_1 zu bewegen strebt. Beide Kräfte lassen sich in zwei zerlegen, welche einerseits in die Richtung der Axe fallen, wie nd und sich hier gegenseitig unterstützen, und in zwei andere dr und dr_1, welche senkrecht zur Axe stehen und sich gegenseitig vernichten. In Betracht nun, dass die Dreiecke nrd und gnc wegen der senkrechten Stellung der Linien einander ähnlich sind, ist

$$nd : nr = gc : gn.$$

Wird nun das Kraftelement nd mit dI_n, wird ferner der Halbmesser der Strombahn mit R und wird endlich der Abstand nc des magnetischen Theilchens vom Mittelpunkte des Kreises mit D bezeichnet, so findet sich hieraus und aus der vorigen Gleichung, wenn man überdem noch $gn^2 = R^2 + D^2$ setzt:

$$dI_n = \frac{\mu S \cdot ds \cdot R}{(R^2 + D^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Da nun aber alle Theilchen des ganzen Kreisumfanges auf n in derselben Weise wirken, als das so eben betrachtete, so wird, wenn man die Wirkung I_n des ganzen Kreises finden will, die so eben bestimmte so oft zu nehmen sein, als ds im Kreisumfange enthalten ist. Sonach ist

$$I_n = \frac{2\pi\mu S R^2}{(R^2 + D^2)^{\frac{3}{2}}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 1).$$

Es wird also ein magnetisches Theilchen, welches sich in der Axe eines von einem galvanischen Strome durchflossenen Kreises befindet, durch diesen je nach der Stromesrichtung oder je nach der Art des in ihm enthaltenen Magnetismus von dem Mittelpunkte des Kreises abgestossen oder nach demselben angezogen, mit einer Kraft, welche dem Flächeninhalte des Kreises direct, und welche der dritten Potenz des Abstandes vom Umfange desselben umgekehrt proportional ist. Da nun ein südmagnetisches Theilchen in n mit einer Kraft von derselben Grösse, aber nach entgegengesetzter Richtung abgelenkt wird, so ist einleuchtend, dass, wenn sich in n eine so kleine um ihre Mitte beweglich aufgehangene Magnetnadel befände, dass ihre Länge gegen D und R vernachlässigt werden kann, dieselbe in einer zur Kreisebene parallelen Stellung ein Drehungsmoment erfahren würde:

$$I = mS \frac{2\pi R^2}{(R^2 + D^2)^{\frac{3}{2}}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 2),$$

wo $m = 2\mu$ gleich dem magnetischen Moment dieser Nadel ist. — Ist der Kreisstrom senkrecht zum magnetischen Meridian, also auch zur Richtung der Nadel aufgestellt, so würde sich diese Kraft zu der Kraft des Erdmagnetismus addiren, um die Nadel in Schwingungen zu erhalten, wenn sie für einen Augen-

blick aus ihrer Gleichgewichtslage abgelenkt worden ist. Steht der Kreisstrom in der Ebene des magnetischen Meridians, also parallel zur Nadel, so würde eine dieser gleiche und entgegengesetzte Kraft angewandt werden müssen, um die Nadel in ihrer Gleichgewichtslage zu erhalten. Ist eine solche Kraft nicht vorhanden, und wird die Nadel um einen Winkel φ aus dem magnetischen Meridian abgelenkt, so ist dieser Winkel gerade so gross, dass unter demselben sich die galvanische Kraft des Kreisstromes mit der Wechselwirkung Tm zwischen dem Erdmagnetismus T und dem der Nadel m in's Gleichgewicht setzt. Ist nun in *Fig. 58* ns die um ihren Mittelpunkt m bewegliche Magnetnadel, ist mi in Grösse und Richtung der Kraft des Kreisstromes I, und ist mt in Grösse und Richtung der magnetischen Erdkraft gleich, dann ist die Diagonale mr des aus diesen beiden Kräften gebildeten Parallelogrammes das Maass für die resultirende Kraft. Ihre Richtung bestimmt die Gleichgewichtslage der Nadel. Und weicht dieselbe von dem magnetischen Meridian um einen Winkel $tmr = \varphi$ ab, so ist ersichtlich, dass

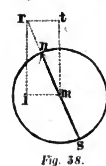


Fig. 38.

$$I = mS \frac{2\pi R^2}{(R^2 + D^2)^{\frac{3}{2}}} = mT \cdot \operatorname{tg} \varphi \quad \ldots \ldots \quad 3)$$

oder

$$S = \frac{T(R^2 + D^2)^{\frac{3}{2}}}{2\pi R^2} \operatorname{tg} \varphi \quad \ldots \ldots \quad 4).$$

Im magnetischen Meridian lenkt also ein Kreisstrom eine in seiner Axe befindliche sehr kleine Nadel so ab, dass die Tangente des Ablenkungswinkels der Stromstärke proportional ist, soweit man wenigstens nach Zeit und Ort die Intensität T des Erdmagnetismus als gleichbleibend betrachten kann.

Diese Formeln haben aber auch noch Gültigkeit, wenn $D = 0$ ist, wenn sich also die kleine Nadel im Mittelpunkte des Kreisstromes selbst befindet. Sie gehen alsdann über in

$$\left.\begin{array}{l} I = mS \dfrac{2\pi}{R} \\ \text{oder} \\ S \dfrac{2\pi}{R} = T \operatorname{tg} \varphi \end{array}\right\} \quad \ldots \ldots \quad 5),$$

woraus hervorgeht: 1) dass bei gleicher Stromstärke und verschieden grossen kreisförmigen, im magnetischen Meridian stehenden Schliessungsdräthen die Tangente des Ablenkungswinkels einer im Mittelpunkte derselben befindlichen kleinen Magnetnadel dem Halbmesser der Kreisdräthe umgekehrt proportional ist; und 2) dass für denselben Kreisstrom die Tangente des Ablenkungswinkels der Stromstärke direct proportional ist. Da diese Gesetze ganz unabhängig sind von der absoluten Grösse der Magnetnadel, und so lange ihre Gültigkeit haben, als dieselbe gegen den Durchmesser des Kreises sehr klein ist, so hat

man es innerhalb gewisser Grenzen in der Gewalt, durch Vergrösserung oder Verkleinerung des Kreisbogens für verschiedene Stromstärken denselben Ablenkungswinkel zu erzielen.

Das zweite der so eben aufgeführten Gesetze macht einen im Kreise um eine kleine Magnetnadel geführten Leiter bequem, die Stärke galvanischer Ströme zu messen. Ein zu diesem Zwecke und nach diesen Grundsätzen ausgeführter Apparat wird **Tangentenbussole** genannt.

I. Die nähere Einrichtung einer von Herrn Mechanikus KLEINER in Berlin construirten Tangentenbussole ist die der *Fig. II.* Vier mit Seide umsponnene, stark gefirnisste und durch andere Färbung unterschiedene Kupferdräthe sind in derselben Ebene im grossen Kreise um den Mittelpunkt m geführt. Sie werden in ihrer Lage erhalten durch den Fuss der hölzernen Säule p, sowie durch die horizontalen hölzernen Arme ab. Jeder derselben ist innerhalb des Fusses durchschnitten. Die acht Enden derselben treten zu beiden Seiten wie c_1 c_2 c_3 c_4 aus dem Holze hervor und sind daselbst mit hier nicht angegebenen Schraubenklemmen zur Aufnahme der Schliessungsdräthe versehen. Mit der Säule p in fester Verbindung steht das kreisrunde Brett de und dieses lässt sich um einen centralen Zapfen auf der hölzernen Scheibe fg im Kreise drehen. Letztere ist mit drei Stellschrauben $t \cdot t \cdot \cdot$ versehen. — In dem Mittelpunkte m der Kreisdräthe befindet sich der Mittelpunkt der horizontalen Magnetnadel ns. Dieselbe ist an einem Seidenfaden aufgehangen, der von der Decke l einer Glasröhre herabhängt, und durch eine kleine Rolle gehoben und gesenkt werden kann. Mit der Magnetnadel zusammengenietet ist ein leichter Messingstab ii, der als Zeiger dient. Derselbe spielt vor einer Kreistheilung innerhalb der Büchse kk. Der Glasdeckel derselben trägt die zur Aufhängung des Fadens nöthige Glasröhre. Die Büchse ist in fester Verbindung mit den Holzarmen ab, und sonach mit dem ganzen beweglichen Antheile des Apparates. Von der Mitte der Messingnadel führt ein kleiner Stift senkrecht nach unten. Derselbe schwebt frei in einer engen Höhle im Boden der Büchse, um grössere seitliche Schwankungen der Nadel zu hemmen.

Die Art der Verbindung der Kreisdräthe mit den Stromleitern möchte nicht ohne theoretische Bedenken sein. Dennoch sind sie in der Praxis nicht von erheblichen Nachtheilen. W. WEBER [1] verbindet, um die Wirkung des bis zum Kreisdrath aufsteigenden Stromes durch den wieder abwärts steigenden vollkommen zu eliminiren, das eine Ende des Kreisdrathes mit einer Kupferröhre, durch deren Axe eine Verlängerung des andern Endes geht, ohne die Röhre zu berühren.

II. Die im Paragraphen erörterten Gesetze sind bei aller Strenge nur gültig, wenn die Dimensionen der Nadel vollkommen gegen den Kreisdurchmesser vernachlässigt werden können. Wegen der Anwendbarkeit dieser Gesetze zur Messung der Stromstärke durch die Tangentenbussole ist es aber von Wichtigkeit, zu erfahren, welches Verhältniss zwischen Nadellänge und Kreisdurchmesser noch zulässig ist, wenn die daraus erwachsenden Fehler als unbeträchtlich angesehen werden dürfen. W. WEBER [1] hat hierüber folgende Untersuchungen angestellt.

Giebt man nämlich der Gleichung 4) die Form

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\pi R^2 S}{(R^2 + D^2)^{\frac{3}{2}} T},$$

so ist dieselbe ganz analog mit der Formel für die Grösse φ der Ablenkung, welche ein kleiner in der Verlängerung der Axe liegender Magnetstab q in *Fig.* 57 vom

magnetischen Moment M an der Nadel in n hervorbringen würde, sobald die Entfernung $qn = gn = \sqrt{R^2 + D^2}$. Diese Formel ist [2]:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2M}{(R^2 + D^2)^{\frac{3}{2}} T}.$$

Es würde also ein Magnet in der angegebenen Lage und Entfernung eine ebenso grosse Ablenkung hervorbringen, als der Kreisstrom, wenn sein Moment wäre:

$$M = \pi R^2 S.$$

Dem entsprechend nennt Weber die Grösse $\pi R^2 S$ das Moment des galvanischen Kreisstromes und bezeichnet es mit G. Es lässt sich aber G durch Ablenkungsversuche aus verschiedenen Entfernungen zwischen Nadel und Kreisstrom ebenso nach absolutem Maasse bestimmen, wie M. Bringt man nämlich die Nadel bei demselben galvanischen Strome nach c und nach n, beobachtet für die Entfernungen R und $\sqrt{R^2 + D^2}$ die Ablenkungen, und findet sie respective $= \varphi_1$ und $= \varphi_2$, so ist nach einer allgemeinern Entwickelung des Werthes für $\operatorname{tg} \varphi$

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{2G}{R^3 T} + \frac{L}{R^5}$$

und

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{2G}{(R^2 + D^2)^{\frac{3}{2}} \cdot T} + \frac{L}{(R^2 + D^2)^{\frac{5}{2}}}.$$

Durch Elimination von L aus diesen beiden Gleichungen ergiebt sich das Moment des Kreisstromes:

$$G = \pi R^2 S = \frac{1}{2} \frac{(R^2 + D^2)^{\frac{5}{2}} \operatorname{tg} \varphi_2 - R^5 \operatorname{tg} \varphi_1}{D^2} T,$$

und sonach die Stromintensität

$$S = \frac{T}{2\pi R^2} \cdot \frac{(R^2 + D^2)^{\frac{5}{2}} \operatorname{tg} \varphi_2 - R^5 \operatorname{tg} \varphi_1}{D^2} \quad \ldots \ldots \quad 6).$$

Stellt man nun für verschiedene Verhältnisse zwischen Nadellänge und Durchmesser des Kreisstromes jene Ablenkungsversuche an, und berechnet die Ergebnisse nach dieser vollständigern Formel, sowie nach der Näherungsformel N. 5, oder

$$S = \frac{TR}{2\pi} \operatorname{tg} \varphi_1,$$

so lässt sich je aus der Geringfügigkeit des Unterschiedes entnehmen, welches Verhältniss je nach der beabsichtigten Genauigkeit noch statthaft ist, wenn man sich blos dieser Näherungsformel bedienen will. Weber fand, dass „auch bei feinen Messungen die Näherungsformel noch als genügend betrachtet werden kann, wenn die Länge der Nadel den vierten oder fünften Theil des Ringdurchmessers nicht übersteigt.

III. Auf einem andern rein experimentalen Wege suchte Despretz [3] das vortheilhafteste Verhältniss zwischen Nadellänge und Ringdurchmesser zu ermitteln, für welches die Stromstärke der Tangente der Ablenkung möglichst proportional

sei, wenn die Nadel sich im Mittelpunkte des Ringes befindet. Ein Strom wurde durch eine Hülfsbussole und einen Rheostaten vollkommen constant erhalten. Der Rheostat bestand einfach aus zwei sehr tiefen, mit Quecksilber gefüllten Gefässen, welche durch einen gabelförmig gebogenen Drath mit einander in Verbindung standen. Dieser Drath konnte an einem Faden weiter aus dem Quecksilber hervorgezogen oder tiefer in dasselbe eingesenkt werden, um dem Strom einen grössern oder geringern Widerstand darzubieten. In diesem Schliessungsbogen wurde eine sehr sorgfältig construirte Tangentenbussole eingeschalten, deren Horizontalkreis 180 Millimeter Durchmesser hatte und in $^1/_6$ Grade getheilt war, also eine bis auf 2 Minuten genaue Schätzung für die Ablenkung der Magnetnadel zuliess. Der Durchmesser des Stromkreises betrug 444 Millimeter, die Länge der Nadel 38,5 Millimeter und die Entfernung der Pole derselben 30 Millimeter. Um das Verhältniss der Tangenten der Ablenkungswinkel mit dem Verhältnisse der entsprechenden Stromstärken zu vergleichen, wurde das letztere im Voraus bestimmt, und das erstere durch Ablesung erprobt. Ströme, welche zu einander in einem bestimmten Verhältnisse $n:1$ stehen, erhielt aber Despretz dadurch, dass er sich eine Anzahl von Dräthen verschaffte, welche genau denselben Leitungswiderstand darboten, als die Tangentenbussole. Wurde der Strom nun einmal ungetheilt durch die Bussole gesandt, ein anderes Mal aber durch $n-1$ Dräthe vor derselben abgezweigt, so standen die in beiden Fällen auf die Nadel wirkenden Ströme in dem gewünschten Verhältniss. Eine Versuchsreihe lieferte z. B. folgendes Ergebniss: Es wurde der Strom drei mal ungetheilt durch die Bussole gesandt, und gab im Mittel aus je zwei Ablesungen nach rechts und links eine Ablenkung von $40^0\ 30'$ (die einzelnen Ablesungen differirten nur um $1^1/_2{}'$). Im Wechsel mit diesen Beobachtungen wurden vier Ablesungen (jede nach rechts und links) gemacht, wenn der Strom durch je drei und zwar immer verschiedene abzweigende Dräthe in der Bussole bis auf $^1/_4$ der vorigen Stärke reducirt worden war. Diese gaben im Mittel eine Ablenkung der Nadel von $12^0\ 6^1/_4{}'$ (die einzelnen Ablesungen differirten nur um $1'$). Nun ist aber

$$\begin{aligned} \text{tg}\, 40^0\ 30' &= 8540, \\ \text{tg}\, 12^0\ 6^1/_4{}' &= 2144, \end{aligned}$$

während

$$\frac{1}{4} \cdot \text{tg}\, 40^0\ 30' = 2135.$$

Die Differenz beträgt 9 und entspricht einer Winkelverschiedenheit von $4'$ zu Gunsten der geringern Stromstärke. Wurden die beobachteten Werthe jedoch nach der Formel

$$S = (1 + 3\alpha^2)\,\text{tg}\,\vartheta - \frac{15\alpha^2}{8}\sin 2\vartheta$$

berechnet (in welcher S die Stromstärke, α das Verhältniss zwischen dem Polarabstande der Nadel und dem Ringdurchmesser, und ϑ den beobachteten Ablenkungswinkel bedeutet), so ergab sich eine Differenz, welche $1'$ noch nicht erreichte. Mit dieser Bussole, für welche also $\alpha = \frac{30}{444} = \frac{1}{14,8}$, wurden noch drei andere Versuchsreihen angestellt. Ebenso wurden drei Versuchsreihen angestellt mit einer Bussole von 405 Millimeter Durchmesser, zwei mit einer Bussole von 250 Millimeter Durchmesser und mit derselben Nadel, sowie vier Reihen mit der letzten Bussole und einer Nadel von 51,2 Millimeter Länge und 38 Millimeter Polarabstand. Die Ergebnisse aller dieser Reihen sind in der folgenden von selbst verständlichen Tabelle zusammengestellt.

$\alpha =$	Versuchsreihe.	Ablenkung durch den ungetheilten Strom.	Ablenkung durch $^1/_4$ des Stromes.	Differenz nach der gewöhnlichen Formel.	Differenz nach der vollständigen Formel.
$\frac{1}{14,8}$	1	40° 30′	12° $6^1/_4$′	0° 4′	+ 1′
	2	43 $36^1/_3$	13 $31^1/_2$	8	+ 2
	3	52 53	18 $26^1/_2$	10	0
	4	64 $32^1/_4$	28 $2^1/_2$	20	+ $5^1/_2$ (?)
$\frac{1}{13,5}$	1	23 $55^1/_2$	6 $20^3/_4$	1	0
	2	45 $9^1/_4$	14 $12^3/_4$	6	+ $1^1/_4$
	3	54 56	19 49	13	+ $^1/_4$
$\frac{1}{8,3}$	1	45 $23^1/_2$	14 $35^1/_4$	23	+ $1^1/_4$
	2	71 36	37 $43^1/_3$	48	0
$\frac{1}{6,6}$	1	72 12	39 16	1° $21^1/_2$	+ $5^1/_2$
	2	62 28	26 53	1 16	+ $3^2/_3$
	3	49 22	16 $54^2/_3$	0 $39^2/_3$	— $2^1/_2$
	4	32 28	9 $12^2/_3$	0 10	— $1^5/_6$

Aus diesen Versuchen geht nun Folgendes hervor:

a) Die Stromstärken sind nicht genau den Tangenten der Ablenkung proportional, selbst dann nicht einmal, wenn das Verhältniss zwischen der Nadellänge von Pol zu Pol und dem Ringdurchmesser nur $^1/_{15}$ beträgt. Vielmehr fallen die Stromstärken immer zu klein aus, wenn sie blos nach der Formel $S = e \cdot \mathrm{tg}\,\varphi$ berechnet werden.

b) Der Unterschied ist bei derselben Tangentenbussole desto grösser, je grösser der Ablenkungswinkel, bei verschiedenen Bussolen aber desto grösser, je kleiner der Ringdurchmesser im Verhältniss zur Nadellänge ist.

c) Dagegen giebt die ausführlichere Gleichung den Werth der Stromstärke aus dem beobachteten Ablenkungswinkel für alle Grössen des letztern mit gleicher und hinreichender Genauigkeit. Sie lässt zwischen 20° und 80° nur einen Fehler von 2′ zu.

d) Die Magnetnadel darf nicht kürzer als 30 Millimeter sein, weshalb man nur auf Vergrösserung des Ringdurchmessers Bedacht nehmen muss.

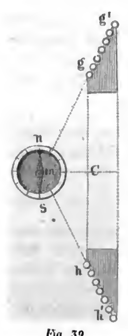


Fig. 39.

e) Beträgt der Ringdurchmesser 1 Meter bei 30 Millimeter Nadellänge, so sind, wie aus der Vergleichung beider Formeln entnommen werden kann, die Stromstärken den Tangenten der Ablenkungswinkel genügend proportional.

f) Um die Empfindlichkeit grosser Bussolen zu erhöhen, ist dem einfachen Ringe ein Ring zu substituiren, der aus vier von einander isolirten Kupferdräthen von 5 bis 8 Millimeter Dicke besteht. Zur Messung verhältnissmässig schwacher Ströme würden 12 bis 20 von einander isolirte schwächere Kupferdräthe genügen.

g) Solche Instrumente sind zweckmässig, um andere kleinere nach ihnen empirisch zu graduiren.

IV. Wird sonach das Instrument durch die Grösse unbequem, wenn es mit genügender Genauigkeit eine einfache Berechnung aus den Beobachtungen zulassen soll, so versuchte Gaugain [4] durch eine modificirte Einrichtung der Tangentenbussole jenem Uebelstande abzuhelfen. Gaugain legt nämlich, wie *Fig. 39* im horizontalen Durchschnitte zeigt, die Windungen nicht in die senkrechte Ebene, welche durch den Mittelpunkt der Drehung der Nadel geht, sondern

über eine konische Rolle von solcher Convergenz, dass die Erzeugende gm und hm der Kegelfläche mit der Axe derselben einen Winkel bildet, dessen trigonometrische Tangente $= 2$ ist. Der Mittelpunkt m der Nadel ns befindet sich im Mittelpunkte dieser Kegelfläche. Die Nadel ist verhältnissmässig grösser, als bei gewöhnlichen Tangentenbussolen. Das Instrument hat den Vortheil grosser Empfindlichkeit, indem eine grössere Anzahl von Drathwindungen, welche durch $g \ldots . g'$ und $h \ldots . h'$ angedeutet sind, auf der Kegeloberfläche angebracht werden kann, als bei den gewöhnlichen Tangentenbussolen. Und mit diesem Vortheil verbindet es die Eigenschaft, dass es für einen, wie für mehre Dräthe bis zu den grössten überhaupt anwendbaren Ablenkungswinkeln die Stromstärke ohne bemerkbaren Fehler der Tangente des Ablenkungswinkels proportional angiebt.

V. Die Construction dieses Instrumentes war auf rein experimentellem Wege gefunden. BRAVAIS[5] zeigte die Richtigkeit jener Beobachtung, indem er die Wirkung, welche ein die Basis eines Kegels bildender Kreisstrom auf eine Magnetnadel ausübt, deren Mitte sich in der Spitze derselben befindet, der Berechnung unterwarf. Die dort gewählte analytische Darstellung mag in elementarer Form hier folgen.

Es sei vw in der *Fig. 40* ein Theilchen des verticalen, in der Ebene des magnetischen Meridians befindlichen, im Norden g beginnenden, nach dem Zenith u. s. w. sich bewegenden halben Kreisstromes gvh. Die Länge dieses Theilchens ist $= R \cdot d\psi$, wenn R den Halbmesser des Kreises und ψ den in g beginnenden Winkel gcv bedeutet. Es befinde sich an der Stelle n der Nordpol einer Magnetnadel, und zwar mag er in einer horizontalen Ebene liegen, welche den Durchmesser gh des Kreises enthält, er mag von der Ebene des Kreises einen senkrechten Abstand $on = O$ nach Osten hin haben, und von der Axe cq des Kreises um die Grösse $co = N$ abstehen. Ist das Theilchen vw so klein, dass es merklich

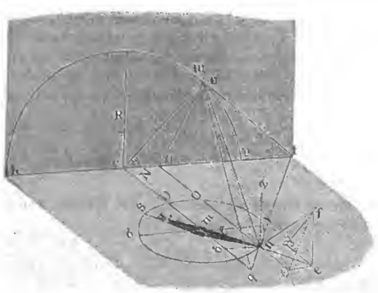


Fig. 40.

mit der Tangente vt am Kreise zusammenfällt, so wird die Wirkungsebene dieses Theilchens durch eine Ebene vtn bestimmt, welche zu gleicher Zeit diese Tangente und den Pol n enthält. Senkrecht zu dieser Ebene nach nf erhält sonach der Pol durch das Theilchen vw einen Bewegungsantrieb, welcher abhängt von der Stromstärke S, der Quantität μ des in n enthaltenen Magnetismus, von der Länge $Rd\psi$ des Theilchens, von dem Sinus des Neigungswinkels wvn desselben gegen seine Verbindungslinie $vn = r$ mit dem Pole (vergl. §. 6, N. I.), und von der Länge dieser Verbindungslinie. Dieser Bewegungsantrieb habe die Grösse der Linie nf. Er wird bestimmt durch die Formel

$$nf = \frac{\mu S R d\psi}{r^2} \sin wvn$$

oder $\ldots \ldots \ldots$ a).

$$= \frac{\mu S R d\psi}{r^2} \cos nvq$$

Die Vertauschung von $\sin wvn$ und $\cos nvq$ ist nämlich statthaft, weil sich die Winkel wvn und nvq zu dem rechten Winkel wvq ergänzen. Der Winkel wvq

wird erhalten, wenn man durch die Linie vq den Punkt v mit demjenigen Punkte q verbindet, in welchem die verlängerte Wirkungsebene von der Axe qc des Kreises geschnitten wird. Diese Linie steht aber, wie alle von der Axe nach der Peripherie des Kreises gezogenen Linien, senkrecht auf den entsprechenden Tangenten.

Es mag nun dieses auf n wirkende Kraftelement nach drei zu einander senkrechten Richtungen zerlegt werden, von denen die eine nX parallel der Axe, die andern beiden aber parallel der Kreisebene und zwar nY horizontal und nZ oder ef vertical stehen. Der Coordinatenanfangspunkt sei c. Die positiven Abscissen und Ordinaten seien nach Osten, Norden und nach dem Zenith gerichtet. Die drei Componenten des Kraftelementes nf mögen mit dX, dY und dZ bezeichnet werden. Es leuchtet nun zuvörderst ein, dass

$$\int_0^{2\pi} dZ = 0,$$

dass also die gemeinsame Wirkung aller Theilchen des ganzen Kreises den Pol n weder über noch unter seine horizontale Schwingungsebene zu bewegen strebt. Jedem Theilchen vw, welches einem Winkel $+\psi$ angehört, entspricht nämlich ein anderes ebenso grosses Theilchen, das ebenso weit unter der Horizontalebene liegt, als vw über derselben und einem Winkel $-\psi$ angehört. Hat aber das erste das Bestreben, den Pol mit einer gewissen Kraft über diese Ebene zu treiben, so treibt ihn das andere mit derselben Kraft nach unten. Beide Theilchen und somit auch beide Kreishälften heben sonach ihre verticalen Kraftantheile gegenseitig auf.

Von den beiden horizontalen Componenten ist ferner nX oder

$$\begin{aligned} dX &= nf \cdot \cos fnX \quad \ldots\ldots\ldots \quad \text{b)} \\ &= \frac{\mu S R d\psi}{r^2} \cos nvq \cdot \cos fnX. \end{aligned}$$

In dieser Gleichung sind nun die Werthe von $\cos nvq$ und $\cos fnX$ in gegebenen Grössen auszudrücken. Es ist:

$$\cos nvq = \frac{qv^2 + r^2 - qn^2}{2r \cdot qv}.$$

Hierin ist

$$qv^2 = R^2 + (O + bq)^2,$$

ferner wegen der Aehnlichkeit der Dreiecke qnb und nto

$$\begin{aligned} bq : N &= O : ct - N \\ qn : N &= nt : ct - N \end{aligned}$$

oder

$$bq = \frac{N \cdot O}{ct - N}$$

$$qn^2 = \frac{N^2 \cdot nt^2}{(ct - N)^2}$$

oder wegen $nt^2 = O^2 + (ct - N)^2$ und wegen $ct = \frac{R}{\cos\psi}$

$$bq = \frac{N \cdot O \cdot \cos\psi}{R - N\cos\psi}$$

$$qn^2 = \frac{N^2\,[O^2 \cos^2\psi + (R - N\cos\psi)^2]}{(R - N\cos\psi)^2}$$

und demgemäss

$$qv^2 = \frac{R^2 (R - N\cos\psi)^2 + R^2 O^2}{(R - N\cos\psi)^2}.$$

Aus der Aehnlichkeit der Dreiecke fnX und qcv findet sich $\cos fnX$. Die Ebene fnX steht nämlich senkrecht auf der Ebene qvt, weil die Linie fn zu ihr senkrecht ist; desgleichen steht letztere senkrecht auf der Ebene vcq, weil vt auf derselben senkrecht steht; und da noch überdem nX parallel cq ist, sind die Ebenen fnX und vcq einander parallel. Demzufolge ist aber in den diese Ebenen bezeichnenden Dreiecken der Winkel bei n in dem einen gleich dem bei v in dem andern, und da überdem jedes von beiden einen rechten Winkel hat, so sind beide Dreiecke ähnlich. Demnach ist aber $\cos qvc$ oder

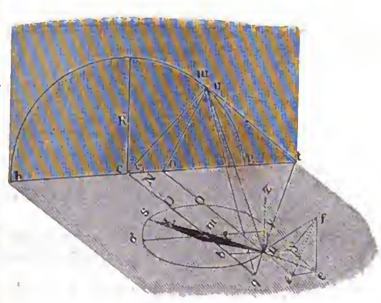


Fig. 10.

$$\cos fnX = \frac{R}{qv}.$$

Durch Substitution dieser Werthe in die Gleichung b) und in Betracht, dass

$$r^2 = O^2 + R^2 + N^2 - 2RN\cos\psi,$$

ergiebt sich nun die Componente des Kraftelementes nach der Axe der X durch

$$dX = \mu S \cdot d\psi \frac{R(R - N\cos\psi)}{r^3} \quad \ldots\ldots\ldots \quad \text{c).}$$

Der Werth der andern horizontalen Componente nY findet sich in folgender Weise. Die Projection ne von nf steht senkrecht auf der Durchschnittslinie qt der Wirkungsebene mit der horizontalen Ebene; deswegen erhalten die beiden rechtwinkeligen Dreiecke enY und tno noch zwei andere gleiche Winkel bei n und sind somit ähnlich. Es ist daher eX oder

$$nY : O = nX : ct - N.$$

Wird nun nY mit dY und nX mit dX vertauscht und wird $ct = \frac{R}{\cos\psi}$ gesetzt, so ergiebt sich der Werth dieser zweiten horizontalen Componente

$$dY = \mu S d\psi \frac{RO\cos\psi}{r^3} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad \text{d).}$$

Der bisher betrachtete Nordpol sei nun der Nordpol einer Magnetnadel von der Länge $= 2L$, welche um ihre Mitte m in der horizontalen Ebene schwingen kann. Dieser Mittelpunkt sei in der Axe des Stromkreises von dessen Mittelpunkt in einem Abstande $cm = D$ befestigt, und die Nadel sei durch irgend eine Ursache

aus dem magnetischen Meridian $\nu\sigma$ um den Winkel φ nach Osten hin abgelenkt, so ist

$$N = L\cos\varphi$$

$$O = D + L\sin\varphi$$

und das Moment der beiden Kräfte dX und dY, bezüglich des Mittelpunktes m, ist ausgedrückt durch die Gleichung

$$dI_n = dX \cdot L\cos\varphi - dY \cdot L\sin\varphi$$

$$= \mu S d\psi R L \frac{R\cos\varphi - [D\sin\varphi + L]\cos\psi}{r^3} \quad \ldots \quad e),$$

wo

$$r^3 = [R^2 + D^2 + L^2 - 2DL\sin\varphi - 2RL\cos\psi\cos\varphi]^{\frac{3}{2}}.$$

Für das Moment des Südpoles s der Nadel braucht man in dieser Formel nur L mit $-L$ und μ mit $-\mu$ zu vertauschen und es ergiebt sich

$$dI_s = \mu S d\psi R L \frac{R\cos\varphi - [D\sin\varphi - L]\cos\psi}{r_1^3} \quad \ldots \quad f),$$

wo

$$r_1^3 = [R^2 + D^2 + L^2 - 2DL\sin\varphi + 2RL\cos\psi\cos\varphi]^{\frac{3}{2}}.$$

Da beide Momente dI_n und dI_s die Nadel in demselben Sinne zu drehen streben, addiren sie sich, und somit ist das Moment der Drehung, welche der ganzen Nadel durch das Theilchen vw eingeprägt wird, ausgedrückt durch

$$dI = dI_n + dI_s$$

$$= \mu SRL d\psi \left[\frac{R\cos\varphi - (D\sin\varphi + L)\cos\psi}{r^3} + \right.$$

$$\left. + \frac{R\cos\varphi - (D\sin\varphi - L)\cos\psi}{r_1^3}\right] \quad \ldots \quad g),$$

wo r und r_1 die in e) und f) angegebenen Werthe haben.

Um den Werth des Drehungsmomentes I zu erfahren, welches der ganze Kreisstrom der Nadel ertheilt, ist es nur nöthig, die beiden Theile dieser Gleichung zwischen den Grenzen $\psi = 0$ und $\psi = 2\pi$ zu integriren. Voraussichtlich wirkt aber ein jedes Theilchen der untern Hälfte des Kreisstromes, welches einem Winkel $-\psi$ entspricht, sowohl nach X als nach Y, ebenso als ein Theilchen vw der obern Hälfte, welches dem Winkel $+\psi$ entspricht. Es ist also nur nöthig, zwischen den Grenzen $\psi = 0$ und $\psi = \pi$ zu integriren und das Integral zu verdoppeln. Setzt man ferner der Abkürzung wegen

$$\rho^2 \equiv R^2 + D^2 + L^2,$$

$$a \equiv R\cos\varphi,$$

$$b \equiv D\sin\varphi,$$

so ergiebt sich

$$I = \frac{2\mu SRL}{\rho^3} \int_0^{\pi} d\psi \left\{ \frac{a - b\cos\psi - L\cos\psi}{\left[1 + \frac{2L}{\rho^2}(b - a\cos\psi)\right]^{\frac{3}{2}}} + \right.$$

$$\left. + \frac{a - b\cos\psi + L\cos\psi}{\left[1 - \frac{2L}{\rho^2}(b - a\cos\psi)\right]^{\frac{3}{2}}} \right\} \quad \ldots\ldots \quad \text{h)}.$$

Ist, wie es GAUGAIN's Tangentenbussole voraussetzt, die Länge der Nadel $2L$ gering gegen den Durchmesser des Stromkreises $2R$ und somit auch gegen ρ, so ist eine Entwickelung des Werthes unter dem Integralzeichen nach steigenden Potenzen von L und demnächst eine partielle Integrirung anwendbar. Die Entwickelung dieses Werthes giebt:

$$2(a - b\cos\psi)\left[1 + \frac{3\cdot 5}{1\cdot 2}\frac{L^2}{\rho^4}(b - a\cos\psi)^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{3\cdot 5\cdot 7\cdot 9}{1\cdot 2\cdot 3\cdot 4}\frac{L^4}{\rho^8}(b - a\cos\psi)^4 + \ldots\right]$$

$$+ \; 2\cos\psi\left[3\frac{L^2}{\rho^2}(b - a\cos\psi) + \frac{3\cdot 5\cdot 7}{1\cdot 2\cdot 3}\frac{L^4}{\rho^6}(b - a\cos\psi)^3 + \right.$$

$$\left. + \frac{3\cdot 5\cdot 7\cdot 9\cdot 11}{1\cdot 2\cdot 3\cdot 4\cdot 5}\frac{L^6}{\rho^{10}}(b - a\cos\psi)^5 + \ldots\right].$$

Wird dieser Werth nach steigenden Potenzen von $\cos\psi$ geordnet und wird für einen Moment

$$\frac{3\cdot 5}{1\cdot 2}\frac{L^2}{\rho^4} \equiv \alpha; \quad \frac{3\cdot 5\cdot 7\cdot 9}{1\cdot 2\cdot 3\cdot 4}\frac{L^4}{\rho^8} \equiv \beta; \quad 3\frac{L^2}{\rho^2} \equiv \gamma;$$

$$\frac{3\cdot 5\cdot 7}{1\cdot 2\cdot 3}\frac{L^4}{\rho^6} \equiv \delta; \quad \frac{3\cdot 5\cdot 7\cdot 9\cdot 11}{1\cdot 2\cdot 3\cdot 4\cdot 5}\frac{L^6}{\rho^{10}} \equiv \varepsilon$$

gesetzt, so stellt sich das Integral dar unter der Form

$$I = \frac{4\mu SRL}{\rho^3}\int_0^{\pi} d\psi \left\{ a[1 + \alpha b^2 + \beta b^4] - \right.$$

$$- \cos\psi[b + \alpha(b^3 + 2ba^2) + \beta(b^5 + 4b^3a^2) + \ldots$$

$$\ldots - \gamma b - \delta b^3 - \varepsilon b^5 - \ldots] +$$

$$+ \cos^2\psi[\alpha(a^3 + 2b^2a) + \beta(6b^2a^3 + 4b^4a) + \ldots$$

$$\ldots - \gamma a - \delta 3b^2a - \varepsilon 5b^4a - \ldots] -$$

$$- \cos^3\psi[\alpha ba^2 + \beta(6b^3a^2 + 4ba^4) + \ldots$$

$$\ldots - \delta 3ba^2 - \varepsilon 10b^3a^2 - \ldots] +$$

$$+ \cos^4\psi[\beta(a^5 + 4b^2a^3) + \ldots - \delta a^3 - \varepsilon 10b^2a^3 - \ldots] -$$

$$- \cos^5\psi[\beta ba^4 + \ldots - \varepsilon 5ba^4 - \ldots] -$$

$$\left. + \cos^6\psi[-\varepsilon a^5 - \ldots] \right\}.$$

Nun ist aber

$$\int_0^\pi d\psi = \pi; \quad \int_0^\pi \cos\psi\, d\psi = 0; \quad \int_0^\pi \cos^2\psi\, d\psi = \frac{1}{2}\pi; \quad \int_0^\pi \cos^3\psi\, d\psi = 0;$$

$$\int_0^\pi \cos^4\psi\, d\psi = \frac{3}{8}\pi; \quad \int_0^\pi \cos^5\psi\, d\psi = 0; \quad \int_0^\pi \cos^6\psi\, d\psi = \frac{5}{16}\pi; \ldots$$

wonach sich der Werth von I mit aller Genauigkeit berechnen lässt. Wird jedoch die Länge der Nadel so klein genommen, dass die Potenzen von L, welche grösser als 2 sind, vernachlässigt werden können gegen die entsprechenden von ρ, so fallen die Glieder, welche β, δ und ε enthalten, aus, und der Werth von I reducirt sich auf

$$I = \frac{4\mu SRL\cdot\pi a}{\rho^3}\left[1 + \alpha b^2 + \frac{1}{2}\alpha(a^2 + 2b^2) - \frac{1}{2}\gamma\right]$$

oder nach Wiederherstellung der Werthe von α und γ

$$I = \frac{4\mu SRL\pi a}{\rho^3}\left[1 - \frac{3}{2}\frac{L^2}{\rho^2} + \frac{15}{4}\frac{L^2}{\rho^4}(a^2 + 4b^2)\right].$$

Diese Kraft, mit welcher also der Kreisstrom den Nordpol der Magnetnadel nach Osten abzulenken strebt, werde verglichen mit derjenigen Kraft, mit welcher der Erdmagnetismus denselben Pol wieder in den Meridian zurückzuführen strebt. Ist T der Werth für die Intensität des Erdmagnetismus, so ist derselbe mit μ und mit $2L\sin\varphi$ zu multipliciren, um sein Moment bezüglich des Punktes m zu erhalten. Ist der Winkel φ aber gerade derjenige, in welchem die Nadel unter Einfluss der erdmagnetischen und der galvanischen Kraft sich im Gleichgewichte befindet, dann sind die entsprechenden Momente einander gleich zu setzen. In Betracht, dass $a = R\cos\varphi$, und in Betracht, dass $2\mu L$ auf beiden Seiten ausfällt, ergiebt sich daraus der Ausdruck für die Stromstärke

$$S = \frac{T\rho^3\,\mathrm{tg}\,\varphi}{2\pi R^2}\left[1 - \frac{3}{2}\frac{L^2}{\rho^2}\left(1 - \frac{5}{2}\frac{a^2 + 4b^2}{\rho^2}\right)\right]^{-1}.$$

Aber auch in diesem Ausdrucke sind noch höhere Potenzen von L enthalten, als die Genauigkeit der Rechnung beabsichtigt, wie sich zeigt, wenn der eingeführte Werth von ρ wieder hergestellt wird. Es ist nämlich

$$\rho^2 = R^2 + D^2 + L^2$$

$$\rho^3 = (R^2 + D^2 + L^2)^{\frac{3}{2}} = (R^2+D^2)^{\frac{3}{2}} + \frac{3}{2}(R^2 + D^2)^{\frac{1}{2}} L^2 + \\ + \frac{1}{2}\cdot\frac{3}{2}\cdot\frac{1}{2}(R^2 + D^2)^{-\frac{1}{2}} L^4 - \ldots$$

$$\frac{L^2}{\rho^2} = \frac{L^2}{R^2 + D^2 + L^2} = \frac{L^2}{R^2 + D^2} - \frac{L^4}{(R^2 + D^2)^2} + \ldots$$

$$\frac{1}{\rho^2} = \frac{1}{R^2 + D^2 + L^2} = \frac{1}{R^2 + D^2} - \frac{L^2}{(R^2 + D^2)^2} + \ldots$$

und somit S bei Uebergehung höherer Potenzen als L^2

$$S = \frac{T\,\mathrm{tg}\,\varphi}{2\pi R^2}\left[(R^2 + D^2)^{\frac{3}{2}} + \frac{3}{2}(R^2+D^2)^{\frac{1}{2}} L^2\right]\left[1 - \frac{3}{2}\frac{L^2}{R^2+D^2}\left(1 - \frac{5}{2}\frac{a^2+4b^2}{R^2+D^2}\right)\right]^{-1}$$

oder nach Entwickelung des Divisors

$$S = \frac{T \operatorname{tg} \varphi}{2\pi R^2}\left[(R^2+D^2)^{\frac{3}{2}} + \frac{3}{2}(R^2+D^2)^{\frac{1}{2}} L^2\right]\left[1 + \frac{3}{2}\frac{L^2}{R^2+D^2}\left(1 - \frac{5}{2}\frac{a^2+4b^2}{R^2+D^2}\right)\right]$$

und nach Ausführung der Multiplicationen

$$= \frac{T \operatorname{tg} \varphi}{2\pi R^2}(R^2+D^2)^{\frac{3}{2}}\left[1 + 3\frac{L^2}{R^2+D^2} - \frac{15}{4}\frac{L^2}{(R^2+D^2)}(a^2+4b^2)\right].$$

Nach Substitution der Werthe von a und b und einigen Reductionen geht endlich dieser Ausdruck über in

$$S = \frac{T(R^2+D^2)^{\frac{3}{2}}}{2\pi R^2} \operatorname{tg} \varphi \left[1 - \frac{L^2(R^2-4D^2)}{4(R^2+D^2)^2}(3 - 15 \sin^2 \varphi)\right].$$

Aus dieser Formel geht aber namentlich Folgendes hervor: 1) Sind die Umstände so beschaffen, dass die Grösse, welche von L^2 abhängt, vernachlässigt werden kann, alsdann ist die Stromstärke der Tangente des Ablenkungswinkels proportional, und die Gleichung wird mit der Formel N. 4) identisch. 2) Aber auch wenn die Beobachtung so genau gemacht werden soll, dass die zweite Potenz der Nadellänge noch von Einfluss ist, bleibt noch immer die Stromstärke der Tangente des Ablenkungswinkels proportional, sobald

$$R^2 = 4D^2$$

oder

$$R = \pm 2D,$$

d. h. sobald der Abstand des in der Axe des Kreises liegenden Mittelpunktes der Nadel vom Mittelpunkte des Kreises nach Osten oder nach Westen hin halb so gross ist als der Radius des Stromkreises.

Die Form, in welcher Bravais die letzte Gleichung giebt, nämlich

$$S = \frac{T(R^2+D^2)^{\frac{3}{2}}}{2\pi R^2}\left[1 - \frac{3L^2(R^2-4D^2)}{4(R^2+D^2)^2}\right] \operatorname{tg} \varphi \left[1 + \frac{15L^2(R^2-4D^2)\sin^2\varphi}{4(R^2+D^2)^2}\right]$$

oder durch Bezeichnung des constanten Theiles mit K

$$S = K \operatorname{tg} \varphi \left[1 + \frac{15L^2(R^2-4D^2)}{4(R^2+D^2)^2}\sin^2\varphi\right],$$

ist blos um die sehr kleine Grösse

$$-\frac{45T}{32\pi R^2}\frac{L^4(R^2-4D^2)^2\sin^2\varphi}{(R^2+D^2)^{\frac{5}{2}}}$$

von der oben gegebenen verschieden. Aus dieser Form leuchtet aber überdem noch ein: 3) dass wenn $D < \frac{R}{2}$, die Stromstärke rascher wächst als die Tangente des Ablenkungswinkels; dass hingegen die Stromstärke langsamer wächst als die Tangente dieses Winkels, wenn $D > \frac{R}{2}$. Im erstern Falle befinden sich die gewöhnlichen Tangentenbussolen, bei denen $D = 0$; man erhält also durch dieselben stets eine zu geringe Stromstärke, wenn man dieselbe nach der Näherungsformel berechnet.

Was die Fehler anbetrifft, die man durch Vernachlässigung der Glieder begeht, welche höhere Potenzen als L^2 enthalten, so berechnet sie BRAVAIS auf höchstens $^1/_{600}$ der wahren Stromstärke für eine Nadel, deren Polarabstand $^1/_5$ des Kreisdurchmessers beträgt; dieselben reduciren sich aber auf höchstens $^1/_{1300}$, wenn das Verhältniss $^1/_6$ stattfindet. Vorausgesetzt ist dabei, dass man die Ablenkung der Nadel 64° nicht überschreiten lässt. Diese Geringfügigkeit der Fehler ist für die Praxis mehr als genügend.

VI. BUFF [6] benutzt das Princip der Tangentenbussole zur Messung von sehr geringen Stromstärken, indem er die Kreiswindungen möglichst vervielfältigt. Das von ihm construirte Instrument ist folgendermassen beschaffen. Ein 60 Millimeter langer Cylinder aus Kupferblech von 1 Millimeter Dicke hat einen Durchmesser im Lichten von 25 Millimeter. An den Enden und in der Mitte trägt derselbe Kreisscheiben von Kupfer, 100 Millimeter im Durchmesser. Die beiden äussern sind jede 3, die mittlere 4 Millimeter dick. Zwischen denselben ist der Multiplicatordrath in 18848 Windungen zu 154 über einander befindlichen Lagen über den Hohlcylinder gewunden. Der Drath hat ohne Ueberspinnung 0,186 Millimeter und mit derselben, sowie infolge eines Schellacküberzuges 0,3512 Millimeter Durchmesser. Bei der Anfertigung sind zwei Dräthe zugleich aufgewunden, um dieselben demnächst sowohl als einen Leiter von doppeltem Querschnitt und halber Länge, als auch nach einander in ganzer Länge mit einfachem Querschnitte benutzen zu können. Die untersten 9806 Windungen in 68 Lagen sind noch besonders nach aussen verzweigt, damit sowohl sie als die über ihnen befindlichen Windungen als kürzere Multiplicatoren zu benutzen sind.

Durch die mittelste Kupferscheibe führt ein Gang in das Innere der cylindrischen Höhlung, lang und breit genug, um von oben herab die Magnetnadel in dieselbe einbringen zu können. Die Nadel ist 5 Millimeter lang und 2,5 Millimeter breit und dick. Sie steht in starrer Verbindung mit einem ihr möglichst parallelen Glasfaden ausserhalb des Multiplicators, der über einem horizontalen Theilkreise von 137,5 Millimeter Durchmesser schwebt. Unter der Spitze des Zeigers liegt ein horizontaler Spiegel, um die Parallaxe beim Ablesen zu vermeiden. Die gläserne Deckplatte des Theilkreises ist in der Mitte durchbohrt und trägt eine senkrechte Glasröhre, von deren oberer Deckplatte ein 150 Millimeter langer Coconfaden herabhängt, um die Nadel mit ihrem Zubehöre zu tragen. Die starke Kupferrolle, auf welche der Drath gewunden ist, dient für die Nadel als Dämpfer.

Die Dimensionen des Instrumentes sind nach vorausgegangenen Rechnungen, die auf den hier durchgeführten Principien beruhen, als die zweckmässigsten befunden worden. Als Beweis der Empfindlichkeit des Instrumentes mag dienen, dass mittels desselben der elektrische Strom einer gedrehten Elektrisirmaschine gemessen werden konnte, wenn das eine Drathende, in eine Spitze auslaufend, dem Conductor nahe gebracht wurde, das andere mit dem Reibzeug in Verbindung stand. Die Zurückführung der mit diesem Instrumente möglichen Messungen auf chemische Einheit ist in der Originalabhandlung dargethan.

Unter dem Namen Tangentenbussole wurde 1835 im September auf der Naturforscherversammlung in Bonn von NERVANDER in Helsingfors [7] ein Instrument vorgezeigt, welches sehr verschieden von dem oben beschriebenen Apparate construirt war, aber mit demselben das gemein hat, dass die Stromstärke den Tangenten der Ablenkungswinkel aus dem Meridian — wenigstens bis 30° — proportional sind. Die Windungen der in *Fig. 41* dargestellten NERVANDER'schen Tangentenbussole sind nicht kreisförmig, sondern rectangulär, sie sind über einen hohlen Holzcylinder mit vertical stehender Axe, dessen Höhe etwa $^1/_4$ des Durchmessers beträgt, so gelegt, dass die Ebenen derselben der Axe parallel stehen, also die obersten und untersten Theile derselben Sehnen zu den Kreisflächen des Cylinders bilden. Die Windungen beginnen in der Mitte der untern Kreisfläche, gehen über einen grössten Durchschnitt des Cylinders und werden parallel zu einander nach rechts und dann in derselben Anzahl wieder nach links von dieser ersten geführt. Ueber diese erste Lage wird eine zweite, dann eine

dritte u. s. f. gewunden. Die äussersten Windungen entsprechen etwa 46° nach rechts und links von der mittelsten, und diese namentlich sind, um sie vor dem Abgleiten zu schützen, am Holze fest geklebt. Senkrecht zu den Windungen ist die krumme Fläche des Holzcylinders an zwei Stellen durchbohrt, um den Magnetstab in den hohlen Raum desselben zu führen. Eine andere Durchbohrung hat der Cylinder an dem obern Ende seiner Axe, um durch dieselbe mittels eines Schräubchens die Mitte des Magneten mit einer Aufhängevorrichtung zu verbinden. Diese Stelle ist darum auch von den Windungen frei gelassen. Das in den Magneten geführte Schräubchen ist ausserhalb der Windungen mit einem horizontalen leichten Zeiger in Verbindung, und hängt demnächst an einem Seidenfaden von der Dicke einer durch einen horizontalen Arm über der Axe des Holzcylinders gehaltenen Glasröhre. Der Zeiger schwebt über einer Kreistheilung, und die Windungen werden der im Innern hängenden Magnetnadel parallel gestellt. — Verschiedene ältere Messungen sind mit diesem Instrument ausgeführt, die versprochene [8] Theorie desselben aber — meines Wissens — nicht gegeben.

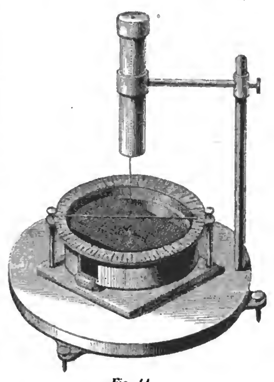


Fig. 41.

Die Einführung der im Paragraphen besprochenen Tangentenbussole rührt von Pouillet [9] her, der sie zuerst bei seiner Bestimmung der Constanten des galvanischen Stromes benutzte. Er bediente sich eines einfachen kreisförmig gebogenen Streifens von Kupferblech, in dessen Mittelpunkte die kleine Magnetnadel schwebte. Die Enden des Streifens tauchten in Quecksilbergefässe, um die Stromleiter aufzunehmen. Auch Weber's [1] oben besprochene Tangentenbussole hat nur einen einzigen Kupferring von so bedeutendem Querschnitte, dass er keinen messbaren Widerstand in die Kette einführt.

---

[1] W. Weber. *Pogg. Ann. 55. 27. (1842.)
[2] Vergl. Gauss in den *Resultaten des magnetischen Vereines 1840. S. 26. — W. Weber *Pogg. Ann. 55. 33. (1842.)
[3] Despretz. **Comptes rend.* 35. 449. (4. Oct. 1852.)
[4] Gaugain. *Comptes rend.* Jan. 1853. N. 4. — *Dingler's polytechnisches Journal. 127. 340. — *Pogg. Ann. 88. 442. (1853.)
[5] Bravais. **Ann. de ch. et de phys.* [3.] 38. 301. (Juli 1853.) — *Pogg. Ann. 88. 446. (1853.)
[6] Buff. *Liebig's Ann. d. Ch. 86. 1. (1853.) Das hier beschriebene Instrument ist schon Jahre lang vor Veröffentlichung dieser Abhandlung vom Verfasser benutzt worden.
[7] Nervander. *Gehler's ph. W., n. B. 6. 2498. — Froriep's Notizen. 46. 103. — *Ann. de ch. et de ph.* 55. 156. — *Dove's Rep. d. Ph. 1. 261. (1837.)
[8] *Pogg. Ann. 59. S. 204 u. 214. (1843.)
[9] Pouillet. *Pogg. Ann. 42. 283. (1837.) — Aus *Comptes rend.* 4. 267. (1837.)

§. 11. Wirkung beliebig gestalteter Stromleiter auf die Nadel. Sinusbussole und empirisch graduirte Multiplicatoren.

Wie der vorige Paragraph zeigte, ist es unter den dort gemachten Einschränkungen noch möglich, mit grosser Annäherung die Gesetze zu bestimmen, nach welchen eine Magnetnadel von einem in einer Kreislinie um sie herum geführten galvanischen Strome abgelenkt wird. Hat aber die Linie des Stromes eine noch complicirtere Gestalt, dann wird eine theoretische Darlegung jener Gesetze nicht mehr ausführbar. Die nachgewiesenen Gesetze haben ferner auch nur dann Gültigkeit, wenn der Kreisdurchmesser sehr gross ist gegen die Nadellänge, und dieses bedingt im Allgemeinen wiederum einen sehr kräftigen Strom,

um nur eine messbare Ablenkung der Nadel zu erzielen. Das Bedürfniss nun, auch galvanische Ströme von geringerer Stärke zu messen, macht es aber wünschenswerth, auch dann noch die magnetische Wirkung des Stromes dazu benutzen zu können, wenn sich der Strom möglichst nahe an der Nadel vorüber bewegt, also seine Bahn nicht mehr die einfache Gestalt und Lage gegen die Nadel hat, welche der vorige Paragraph als Bedingung stellte. Unter solchen Umständen muss man sich begnügen, die Abhängigkeit zwischen Stromstärke und Stellung der Nadel gegen die Strombahn für jedes einzelne Instrument empirisch zu bestimmen, oder aber ein Instrument so vorzurichten, dass für jede Stromstärke Nadel und Strombahn in derselben Lage zu einander verbleiben, und somit die Abhängigkeit der Wirkung von dem Ausschlagswinkel der Nadel nicht in Rechnung kommt. Auf dem letzten Grundsatze beruht die Einrichtung der Sinusbussole. Dieselbe besteht nämlich aus einem Multiplicator mit einfacher Nadel, dessen Windungen auf einem horizontalen Tische gedreht werden können. Hat man mittels eines Stromes der Nadel eine Ablenkung ertheilt, so verfolgt man mit den Windungen die Nadel, bis beide wieder parallel zu einander stehen. Der Sinus desjenigen Winkels, um welchen die Windungen aus dem magnetischen Meridian gedreht werden mussten, ist alsdann proportional der Stromstärke. Es sei nämlich in *Fig. 42* NS die Richtung des magnetischen Meridians und ns die Lage der Nadel, wenn sie nach Drehung des Tischchens um den Winkel $Ncn = \varphi$ den Windungen wieder parallel steht; es sei ferner $2L$ die Länge der Nadel und μ die in jedem Pole angehäuft gedachte Quantität von Magnetismus. Unter diesen Umständen wirkt der Strom von der Stärke S senkrecht zur Nadel, das Moment der Drehung derselben ist also $\mu S \cdot 2L$. Dagegen wirkt der Erdmagnetismus mit der Intensität T nur an dem kleinern Hebelarm $cd = L \sin\varphi$, sein Moment ist also $= \mu T \cdot 2L \sin\varphi$. Da sich aber die Nadel in dieser Lage in Ruhe befindet, sind beide Momente einander gleich, also



Fig. 42.

$$\mu S \cdot 2L = \mu T \cdot 2L \sin\varphi$$

oder

$$S = T \sin\varphi,$$

d. h. es ist die Stromstärke dem Sinus des Ablenkungswinkels proportional. Demgemäss muss aber das Instrument im Wesentlichen so beschaffen sein, dass das Tischchen mit einer Gradtheilung versehen ist, die sich an einer auf der Unterlage festen Marke verschiebt, um den Werth des Winkels φ genau bestimmen zu können, und ferner muss sich über den Windungen eine Marke befinden, gegen welche sich ein mit der Nadel in fester Verbindung stehender leichter Zeiger wieder einstellt, wenn Nadel und Windungen parallel stehen.

I. Das Nähere der Einrichtung der Sinusbussole, wie sie von den Herren Mechanikern Oertling und Kleiner in Berlin nach Poggendorff's [1] Angabe ausgeführt wird, zeigt *Fig. III.* Auf einem geeigneten Gestelle *a* lässt sich der kreisrunde Tisch *b* durch eine Schraube ohne Ende *c* um seinen Mittelpunkt drehen. Eine Wasserwage *d* sichert die horizontale Stellung. Der Umfang des Tisches ist getheilt und bewegt sich an zwei diametral einander gegenüber stehenden festen Nonien *e* vorüber, die eine Genauigkeit von zwei Minuten und unter günstigen Umständen bis zu einer Minute sichern. Auf dem Tische steht ein Rahmen *fg*,

welcher die Drathwindungen trägt und die einfache Magnetnadel umgiebt. Der Rahmen ist durch ein Seil von zwei oder vier zusammengedrehten, durch Seideumspinnung sorgfältig von einander isolirten Kupferdräthen in nur vier Windungen umlegt. Die Enden derselben gehen durch die Axe der Bewegung, münden in *h* und können so mit dem Rheomotor verbunden werden, dass sie der Strom entweder einzeln, oder alle gleichzeitig, oder nach einander, oder nach entgegengesetzter Richtung durchläuft. Die Magnetnadel hängt an einem einfachen Coconfaden von dem Gipfel *i* einer Glasröhre herab, welche auf dem das Instrument umgebenden Glasgehäuse steht und mit dem Tische gedreht wird, sodass eine Correction wegen der Torsion des Fadens, sowie wegen der Excentricität von Nadel und Windungen nicht nöthig ist. Zwei durch den Deckel des Glasgehäuses gehende Mikroskope *k* und *l* dienen, die parallele Stellung der Nadel mit den Windungen zu erkennen. Pouillet [2] verwarf die auch von ihm anfangs benutzte Aufhängung der Nadel an einem Faden, und liess sie auf einem Stifte schweben, indem er das seitliche Schwanken und eine excentrische Lage derselben gegen die Windungen dadurch vermeiden wollte. Da jedoch eine excentrische Lage der Nadel ohne Bedeutung ist, wenn sie nur in allen Stellungen der Windungen dieselbe bleibt, da ferner durch Aufstellung auf einen Stift die Leichtigkeit der Bewegung leidet, führte Poggendorff die Aufhängung an einem Seidenfaden wieder ein. Das seitliche Schwanken vermied er aber dadurch, dass er an der untern Seite der Nadel abermals einen Seidenfaden befestigte, und an diesen ein Gewicht hing, welches in einer engen Glasröhre, ohne dieselbe zu berühren, schwebt.

Trotz der geringen Zahl von Windungen zeigt das Instrument eine unerwartete Empfindlichkeit, die jedoch daraus erklärlich ist, dass der Strom stets senkrecht zur Nadel wirkt. Ja, es wird sogar nöthig, bei Messung stärkerer Ströme die Empfindlichkeit zu mindern. Und dieses geschieht dadurch, dass diese Ströme zwei der zusammengewundenen Dräthe in entgegengesetzter Richtung durchlaufen, von denen der eine durch einen eingeschaltenen Platindrath von bekanntem Widerstande verlängert ist. „Sollen nun zwei Ströme mit einander verglichen werden, deren Umfang die Skale des Instrumentes überschreiten, so wird der stärkere mit der Differenz, der schwächere mit der Summe der Zweigwirkungen gemessen und das gefundene Verhältniss mit dem Verhältnisse zwischen jener Summe und Differenz multiplicirt." So ist es möglich, Stromstärken zu messen, die im Verhältnisse 1 : 10000 stehen, vorausgesetzt, dass man mit einem einzelnen Drathe 100 Stromstärken unterscheiden kann, und das Verhältniss zwischen Summe und Differenz der Zweigwirkungen ebenfalls 100 : 1 sei.

Poggendorff empfiehlt dieses Instrument, „indem keines der galvanometrischen Werkzeuge so viele Vorzüge in sich vereinige". Dagegen ist aber der Preis von beiläufig 160 Thalern ein so bedeutender, dass dadurch die Verbreitung gemindert wird. Ueberdem wurde es Bedürfniss, auch so schwache Ströme, wie die thermischen und animalischen, wenn auch nur durch annähernde Messung mit einander zu vergleichen, und hierzu ist die Sinusbussole nicht empfindlich genug.

II. So wurde es nöthig, Methoden zu finden, nach denen die gewöhnlichen Multiplicatoren zu Messwerkzeugen benutzt werden konnten. Die Methoden, welche Becquerel [3], Nobili [4], Melloni [5], Petřina [6], Jacobi [7], Wheatstone [8] u. A. angeben, haben nur ein rein galvanometrisches Interesse und können somit hier füglich übergangen werden. Dagegen sind die Untersuchungen Poggendorff's [9] über den Gebrauch der Galvanometer als Messwerkzeuge neben jenen auch von theoretischem Interesse.

In diesen Untersuchungen wird nachgewiesen, wie man jeden Multiplicator als Messwerkzeug benutzen kann, wenn seine Windungen um eine verticale Axe derart drehbar sind, dass man die Grösse dieser Drehung an einem eingetheilten Kreise

zu messen im Stande ist, und wenn der Aufhängepunkt seiner einfachen oder doppelten Nadel sich genau in der Verlängerung der Drehaxe befindet. Das Verfahren kommt darauf hinaus, durch einen constanten, als Einheit anzunehmenden Strom von mittlerer Stärke (POGGENDORFF bediente sich eines Thermostromes, wie ihn zwei Kupfer-Neusilberpaare gaben, die in heissem Sand einseitig erwärmt wurden) die Wirkung der Windungen auf die Nadel in möglichst vielen Stellungen beider zu einander messend zu untersuchen, und dann zu ermitteln, welche Stärke irgend ein anderer Strom hat, welcher der Nadel eine zu beobachtende Ablenkung aus dem magnetischen Meridian ertheilt, sobald die Windungen bei dieser Beobachtung im magnetischen Meridian stehen. Würde der Multiplicator so beschaffen sein, dass er nur eine Stellung der Windungen im magnetischen Meridian erlaubte, alsdann würde man durch den constanten Strom nur zwei Stellungen der Nadel gegen die Windungen, und zwar eine Ablenkung nach rechts und links möglich machen können. Dadurch aber, dass die Windungen — entsprechend den Linien w und w_1 in den *Figg. 43* und *44* — um einen messbaren Winkel m aus der Ebene des Meridians NS und $N_1 S_1$ gedreht werden können, ist man in den Stand gesetzt, auf der einen, etwa rechten Seite (*Fig. 43*) die Nadel $\nu\sigma$ wie bei der Sinusbussole bis zum Maximum ihrer Ausweichung zu verfolgen, sodass dann der Winkel n zwischen Nadel und Windungen $= 0$ wird. Ferner kann man dadurch, dass man die Windungen auf der linken Seite aus dem Meridian dreht, wie w_1 in *Fig. 44*, während man die Nadel $\nu_1 \sigma_1$ noch immer nach rechts ablenkt, letztere allmälig in den Meridian zurückführen, was alsdann geschehen wird, wenn $m = -90^0$ beträgt. Traut man dem symmetrischen Verhalten der Windungen nach rechts und links nicht, so lässt sich durch Wiederholung dieser Versuche bei umgekehrter Stromesrichtung auch die Wirkung der westlichen Seite der Windungen ermitteln, und so käme es nur noch darauf an, nachzuweisen, welche Stärke ein beliebiger Strom besitzt, wenn er sodann, durch die im magnetischen Meridian stehenden Windungen gesandt, der Nadel irgend eine Ablenkung ertheilt.

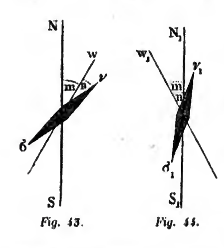


Fig. 43. *Fig. 44.*

Es mag der Multiplicator so vorgerichtet sein, dass ein getheilter Kreis mit dem drehbaren Tische der Windungen in unmittelbarer Verbindnng steht und sich an einer festen Marke vorüber bewegt. Der Nullpunkt der Theilung zeige nach Norden, wenn die Windungen in der Ebene des Meridians stehen. In dieser Lage mag der Kreis abgewickelt gedacht und durch die Linie LR in dem Coordinatennetz der *Fig. 45* dargestellt werden. Ist die Magnetnadel um irgend

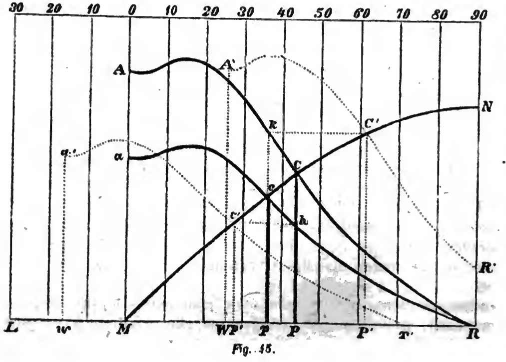


Fig. 45.

einen Winkel a aus dem magnetischen Meridian abgelenkt, so strebt der Erdmagnetismus sie bekanntlich mit einer Kraft wieder zurückzuführen, deren Moment proportional dem Sinus von a ist. Für alle möglichen Ablenkungswinkel zwischen 0^0 und 90^0 lässt sich also dieses Gesetz darstellen durch die Curve MN, wenn deren Abscissen den Bogen und die zugehörigen Ordinaten den Sinussen derselben für eine willkürlich gewählte Constante NR gleich sind.

Bewegte sich nun ein Strom in einer Geraden oder in einem unverhältnissmässig grossen Kreise um die Nadel, und würde die Ebene der Strombahn nach einander in verschiedene Neigungen gegen den Meridian der Nadel gebracht, so würde, wie leicht zu sehen ist, das von dem Strome der Nadel ertheilte Drehungsmoment stets proportional sein dem Cosinus der Ablenkung derselben von der Richtung der Windungen, oder, was dasselbe ist, dem Sinus des Complementes dieses Winkels zu 90^0. Die dieses Gesetz darstellende Curve würde demnach der vorigen ähnlich sein, aber eine umgekehrte Richtung haben, also bei R in die Abscissenaxe einschneiden, und irgend einer andern Constanten Ma entsprechen. In unserm Falle aber ist das Gesetz ein anderes, als das der Proportionalität zum Cosinus der Ablenkung aus der Ebene der Windungen. Nur so viel ist bekannt, dass die jedesmalige Ordinate eine Function des Ablenkungswinkels n ist, multiplicirt mit der Stärke S des Stromes also $Sf(n)$. Das hierdurch ausgedrückte Gesetz mag einstweilen durch die Curve aR für denjenigen Normalstrom, dessen Stärke man $= 1$ setzen will, ausgesprochen werden. Wirken nun in der Normalstellung (nämlich der Windungen im Meridian) Strom und Erdmagnetismus zugleich auf die Nadel, dann erhält dieselbe eine Ablenkung Mp, entsprechend der Ordinate $pc = \sin Mp$, welche den beiden Curven MN und aR gemeinsam ist.

Das Mittel nun, dessen sich Poggendorff bedient, um den relativen Einfluss des Erdmagnetismus auf die Nadel zu ändern, besteht, wie gesagt, darin, dass er die Windungen nach rechts oder links, wie in den *Figg. 43* und *44*, aus dem Meridian um verschiedene Winkel m dreht, und die diesen Drehungen entsprechenden Ablenkungen n der Nadel von der Ebene der Windungen oder, was dasselbe ist, die den Drehungen entsprechenden Ablenkungen $a = n + m$ der Nadel aus der Ebene des Meridians für den Normalstrom beobachtet. Dabei ist m positiv gesetzt bei einer Drehung nach rechts, negativ bei einer Drehung nach links vom Meridian. In der Darstellung der *Fig. 45* entspricht dieser Process einer Verschiebung der Curve aR längs der Abscissenaxe nach rechts und links, wie z. B. in die Lage $a'r'$, und einer Beobachtung der verschiedenen Winkel $a = Mp$ oder $= Mp'$ entsprechend den Ordinaten $pc = \sin Mp$ oder $p'c' = \sin Mp'$. Durch solche Drehungen der Windungen, welche immer eine Vergrösserung des Winkels n zwischen Nadel und Windungen von 5^0 zu 5^0 zufolge hatten, ergaben sich in einem Falle für einen gewissen Multiplicator die in nachfolgender Tabelle aufgeführten zusammengehörigen Werthe von m, n und a:

Beobachtet			Beobachtet		
m	n	$a = m + n$	m	n	$a = m + n$
$+ 49\frac{1}{2}^0$	0^0	$49\frac{1}{2}^0$	$- 8^0$	40^0	32^0
$+ 46\frac{1}{2}$	5	$51\frac{1}{2}$	$- 19$	45	26
$+ 43\frac{1}{2}$	10	$53\frac{1}{2}$	$- 28\frac{1}{2}$	50	$21\frac{1}{2}$
$+ 38\frac{1}{2}$	15	$53\frac{1}{2}$	$- 37$	55	18
$+ 31\frac{1}{2}$	20	$51\frac{1}{2}$	$- 45\frac{3}{4}$	60	$14\frac{1}{2}$
$+ 23\frac{1}{2}$	25	$48\frac{1}{2}$	$- 54$	65	11
$+ 13$	30	43	$- 61$	70	9
$+ 3$	35	38	$- 69$	75	6
0	36	36	$- 76$	80	4

Wird aber so die Curve aR längs der Abscissenaxe LR verschoben, so erhält sie immer andere Durchschnittspunkte mit der bekannten Curve MN. Hieraus können aber ihre Ordinaten cp, $c'p'$ .... für alle Stellungen und somit die ganze Curve bestimmt werden. Hat z. B. die Curve die Stellung $a'r'$, macht also die Ebene der Windungen mit dem Meridian einen Winkel $m = wM$ nach links, so ist die der Abscisse $wp' = MP$ zugehörige Ordinate $p'c' = \sin Mp' = \sin a$, d. h. gleich dem Sinus desjenigen Winkels, welchen die Nadel mit dem Meridian macht. Um demgemäss die Curve aR zu construiren, werden die Abscissen proportional den Winkeln n der vorigen Tabelle und die zugehörigen Ordinaten proportional den Sinussen der entsprechenden Winkel a aufzutragen sein. In dieser Weise erhält man die folgende Tabelle, nach welcher die Curve aR construirt wurde, mit der besondern Annahme, dass $\sin 90^0 = 100$ sei:

Abscissen n	Ordinaten $\sin(n+m)$	Abscissen n	Ordinaten $\sin(n+m)$
0°	76,04	40°	52,99
5	78,26	45	43,84
10	80,39	50	36,65
15	80,39	55	30,90
20	78,26	60	24,62
25	74,90	65	19,08
30	68,20	70	15,64
35	64,57	75	10,45
36	58,78	80	6,98

Die Hauptaufgabe der Untersuchung besteht nun darin, nachzuweisen, wie man jede Stromstärke mit Hülfe der einmal gebildeten ersten Tabelle finden kann, wenn man durch einen beliebigen Strom in der Normalstellung der Windungen eine einzige Ablenkung der Magnetnadel beobachtet. In den vorangehenden Erörterungen wurde allgemein gezeigt, dass die zu Grunde gelegte constante Stromstärke S, multiplicirt mit der unbekannten Function des Winkels n zwischen Windungen und Nadel, gleich sei der Intensität des Erdmagnetismus, die mit T bezeichnet werden mag, multiplicirt mit dem Sinus des Winkels $(n+m)$ zwischen Nadel und Meridian, also

$$Sf(n) = T\sin(n+m).$$

Wenn nun die Stärke S_1 eines beliebigen Stromes bestimmt werden soll, der durch die Windungen, in deren Normalstellung gehend, eine zu beobachtende Ablenkung n_b der Nadel gegen die Windungen und somit zugleich gegen den Meridian hervorbringt, so ist dann natürlich die Kraft, mit welcher die Windungen auf die Nadel wirken, genau dieselbe Function des Ablenkungswinkels, als damals, wo der Normalstrom unter demselben Winkel n_b zwischen Windungen und Nadel auf letztere wirkte. Nur ist in beiden Fällen die Kraft den Stromstärken proportional. Jetzt ist also die Stromstärke S_1 multiplicirt mit derselben Function von n_b gleich der Intensität des Erdmagnetismus T multiplicirt mit dem Sinus des Ablenkungswinkels aus dem Meridian, der ebenfalls n_b ist, also

$$S_1 f(n_b) = T\sin n_b.$$

Aus der vorigen Formel ergiebt sich aber durch Vertauschung von n mit dem bestimmten Winkel n_b und von m mit dem entsprechenden m_b

$$Sf(n_b) = T\sin(n_b+m_b).$$

Beide Gleichungen durch einander dividirt geben demnach die Stromstärke S_1 in Einheiten der Normalstärke S durch folgende Gleichung

$$\frac{S_1}{S} = \frac{\sin n_b}{\sin (n_b + m_b)}.$$

Hieraus leuchtet aber ein, dass man nur eine Tabelle zu entwerfen braucht, in welcher zu den Ablenkungswinkeln n der vorigen Tabelle der Quotient aus dessen Sinus und den entsprechenden Werthen in der zweiten Columne $\sin (n + m)$ gefügt wird, um die jedesmalige Stärke eines Stromes zu erfahren, der eine Ablenkung n der Nadel bei der Normalstellung der Windungen hervorbringt. Die für den von POGGENDORFF benutzten Multiplicator gültige Tabelle ist folgende:

Ablenkung n	Stromstärke $\frac{\sin n}{\sin (n+m)}$	Ablenkung n	Stromstärke $\frac{\sin n}{\sin (n+m)}$
0°	0,0000	40°	1,2130
5	0,1114	45	1,6130
10	0,2160	50	2,0901
15	0,3220	55	2,6508
20	0,4370	60	3,5182
25	0,5643	65	4,7499
30	0,7331	70	6,0071
35	0,9316	75	9,2408
36	1,0000	80	14,1180

Entwirft man sich also für irgend einen Multiplicator, der die angegebenen Bedingungen erfüllt, eine Tabelle, analog dieser, so ist man alsdann im Stande, die Stärke jedes die Grenzen des Instrumentes nicht übersteigenden Stromes in Einheiten des Normalstromes zu bestimmen, wenn man die durch ihn hervorgebrachte Ablenkung n bei der Stellung der Windungen im Meridian beobachtet.

Das hier erörterte Verhältniss zwischen Stromstärke und Ablenkungswinkel für willkürlich gestaltete Windungen lässt sich auch auf geometrischem Wege erörtern. Bei derselben Neigung n der Nadel zu den Windungen ist, wie gesagt, die Wechselwirkung zwischen beiden der Stromstärke proportional. Für irgend einen andern z. B. stärkern Strom wird also die Wirkungscurve AR von der aR des Normalstromes nur durch die Constante $AM:aM$ verschieden sein, sonst aber dieselbe Gestalt haben. Es werden also alle zu denselben Abscissen gehörige Or-

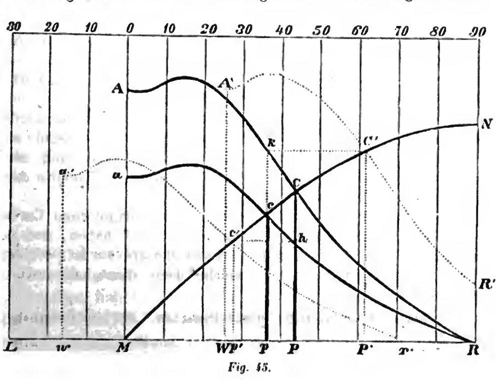


Fig. 45.

dinaten dasselbe Verhältniss zu einander haben, als z. B. $pc : pk = ph : pC$ (in der Zeichnung wie 2 : 3). Hat man nun durch den stärkern Strom eine Ablenkung aus der Normalstellung $= PM$ erhalten, entsprechend der Ordinate $PC = \sin PM$, so fragt es sich, wie gross die entsprechende Ordinate Ph des schwächern Stromes ist. Offenbar kann aber die Normalcurve nach links verschoben werden, bis ihr Durchschnitt mit der magnetischen Curve einer Ordinate $p'c'$ entspricht, welche $= Ph$ ist, und dieses wäre die Stellung der Curve $a'r'$. Es ist aber die Ordinate $p'c' = \sin Mp'$. Nun ist $Mp' = wp' - wM = MP - wM$. Da aber $MP = n$ und $wM = -m$, d. h. gleich demjenigen Winkel, um welchen die Windungen nach links gegen den Meridian verschoben werden mussten, damit der Normalstrom die Nadel gegen die Windungen um n Grade ablenkte, ein Winkel, welcher aus der ersten Tabelle sich ergiebt: so ist $MP - wM$ und somit auch

$$Mp' = n - (-m) = n + m.$$

Daher ist

$$Ph = \sin Mp' = \sin (n + m).$$

Da sich aber die beiden Stromstärken S_1 und S der Curven AR und $a'r'$ verhalten wie irgend zwei Ordinaten $PC : Ph$, so ist wie oben

$$\frac{S_1}{S} = \frac{\sin n}{\sin (n + m)}.$$

Jetzt wurde der schwächere Strom als bekannt vorausgesetzt. Ist aber der stärkere der Normalstrom, also AR die ihm zugehörige Curve und Mp die für den schwächern beobachtete Ablenkung aus der Normalstellung, dann bedarf es einer Verschiebung der Curve AR nach rechts, etwa in die Stellung $A'R'$, um die Ordinate $P'C' = pk$ kennen zu lernen. Jetzt ist der aus der ersten Tabelle bekannte Winkel m positiv und wird addirt, daher sich wiederum dieselbe Gleichung wie so eben herausstellt.

Allgemein zeigt sich also, dass die Ablenkungen, welche ein im magnetischen Meridian liegendes Drathgewinde bei verschiedener Stärke des Stromes der Magnetnadel ertheilen, hergeleitet werden können aus denjenigen, welche sie, von einem und demselben Strome durchflossen, aber unter verschiedene Winkel gegen den magnetischen Meridian gestellt, auf dieselbe Nadel ausüben.

Die erörterten Gesetze gelten sowohl für eine einfache Nadel als auch für eine Doppelnadel. Die Untersuchung der Wirkungscurve muss aber stets erneuert werden: 1) wenn die Nadeln eine andere Höhe gegen die Windungen erhalten haben, 2) wenn sich die magnetische Intensität der Nadeln geändert hat, oder wenn bei einer einfachen Nadel die magnetische Vertheilung eine andere geworden ist.

Abgesehen davon, dass die Anwendung der Sinusbussole eine genau zur Drehung concentrische Aufhängung der Nadel nicht zur Bedingung macht, und bei ihr die Torsion des Aufhängefadens eliminirt wird, ist die Theorie derselben ein besonderer Fall der hier erörterten Gesetze.

Die Eigenthümlichkeit in der Form der galvanischen Curven aR und AR, dass sie nämlich ihren Scheitelpunkt abseits von 90° haben, und somit die Wirkung der Windungen in der Mitte derselben nicht die grösste ist, erklärt sich durch die Lücke in der Mitte der Windungen, welche dazu dient, die zwischen ihnen hängende Nadel einzusenken.

Die Sinusbussole ist zuerst durch POUILLET [2] 1837 in Gebrauch gekommen.

[1] Poggendorff. *Pogg. Ann. Bd. 50. S. 504. (1840.) und Bd. 57. S. 86. Anm. (1842.)
[2] Pouillet. *Pogg. Ann. 42. 284. (1837.) — Aus *Comptes rend.* 4. 267.
[3] Becquerel. *Traité de l'électricité.* 2. 24.
[4] Nobili. *Pogg. Ann. Bd. 9. S. 346. und Bd. 20. S. 226.
[5] Melloni. *Pogg. Ann. 35. 132. — **La Thermochrôse.* T. 1. p. 57 et 59. Naples 1850.
[6] Petřina. v. Holger's Zeitschrift für Physik. 1. 171. — Im Auszug *Pogg. Ann. 56. 328. (1842.) Anmerkung. — Zusatz dazu *Pogg. Ann. 57. 111. (1842.)
[7] Jacobi. *Bulletin scientifique de l'Acad. de St. Petersbourg.* 10. 257. — *Pogg. Ann. 57. 85. (1842.)
[8] Wheatstone. *Pogg. Ann. 62. 499. — Aus den *Philos. Transact. f.* 1843. p. II.
[9] Poggendorff. Pogg. Ann. 56. 324. (1842.)

§. 12. Der elektrodynamische Cylinder.

Bisher betrachteten wir die Wirkungsweise eines galvanischen Stromes auf die Magnetnadel, wenn ersterer sich nur in einer Ebene bewegte, und schon mussten die Analogien mit der polaren Anziehung und Abstossung befreundeter oder feindlicher Magnetpole auffallen. Noch mehr wird aber diese Analogie einleuchten, wenn wir die Wirkung von Strömen betrachten, die sich in drei Dimensionen bewegen, und namentlich von solchen, die sich um cylindrische oder auch prismatische Flächen senkrecht zu deren Axen winden. — Den Ausgangspunkt zu den hierher gehörigen Erörterungen mögen die Anschauungen bilden, welche zur Formel 1) in §. 10 führten. Dieselbe hiess

$$I_n = \frac{2\pi\mu SR^2}{(R^2 + D^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Diese Formel stellt in Grösse und Richtung den Bewegungsantrieb I_n dar, welchen ein Nordpol durch einen in verticaler Ebene sich bewegenden Kreisstrom erfährt, wenn der Pol sich in der horizontalen von links nach rechts sich erstreckenden Axe dieses Stromes befindet. Dabei wurde vorausgesetzt, dass der Strom sich in der hintern Hälfte des Kreises aufwärts, in der vordern abwärts bewegt, dass R der Halbmesser der Kreisbahn sei, dass der Nordpol sich in einer Entfernung D vom Mittelpunkte des Kreises befinde, dass die Richtung von links nach rechts die positive und die von rechts nach links die negative sei. Ferner zählte μ die Einheiten des im Pole vereinigt gedachten freien Magnetismus und S die der Stromstärke, und endlich bedeutete π das bekannte Verhältniss zwischen Umfang und Durchmesser des Kreises. — Wird nun statt des Nordpoles ein Südpol substituirt, so ändert sich in der Formel nichts als dass $+\mu$ in $-\mu$ übergeht, und somit erfährt der Südpol einen Bewegungsantrieb

$$I_s = -\frac{2\pi\mu SR^2}{(R^2 + D^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Zuvörderst zeigen nun diese beiden Formeln, dass die Richtung der durch sie ausgesprochenen Bewegungsantriebe dieselbe bleibt, mag D ein positives oder ein negatives Vorzeichen haben. Ist also in den *Figg. 46* und *47* (s. S. 76) die *Fig. 37* des §. 10 mit leicht zu erkennenden Modificationen wiederholt, so wird der Nordpol sowohl in der Stellung n_1 vor dem Bogen als in der Stellung n hinter demselben in der Richtung des Pfeiles bei c angetrieben werden. Die

umgekehrte Richtung des Antriebes, nämlich die des Pfeiles bei c der zweiten Figur, erfährt der Südpol sowohl in der Stellung s, als in der Stellung s_1 ...

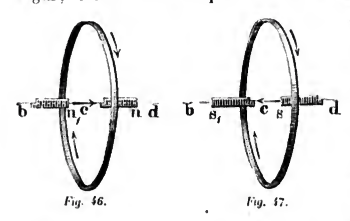


Fig. 46. Fig. 47.

Von b her betrachtet, hat nun der Strom im Kreise dieselbe Richtung, die ein Uhrzeiger haben würde, wenn man sich an der Stelle des Kreises das dem Beobachter zugekehrte Zifferblatt einer Uhr denkt. Auf dieser Seite erscheint es aber, als ob der Nordpol n_1 angezogen, der Südpol s_1 aber abgestossen würde, während die umgekehrte Erscheinung auf der Seite d des Kreises stattfindet. Die Seite b bietet also die polaren Erscheinungen eines Südpoles, die Seite d die eines Nordpoles dar.

Ferner ist aus beiden Formeln, sowie schon ohne dieselben ersichtlich, dass jeder einzelne Pol den stärksten Bewegungsantrieb durch den Kreisstrom erfährt, wenn er sich in dem Mittelpunkte desselben befindet, denn hier ist ja die Entfernung zwischen Pol und Strom die geringste und somit die Kraft am wirksamsten. Denken wir uns nun einen ganzen Magneten in der Richtung der Axe des Kreises bewegt, und zwar mit dem Nordpole voran in der Richtung von b nach d, so wird dieser Pol, im Kreismittelpunkte angekommen, mit einer stärkern Kraft nach d hin bewegt werden, als die ist, mit welcher der noch in einigem Abstande befindliche Südpol nach b hin zurückgestossen wird. Ersterer wird sich demnach durch den Kreis hindurch bewegen und letztern nach ziehen, bis die Mitte des Magnetstabes sich im Mittelpunkte des Kreises befindet. Erst in dieser Lage tritt ein stabiles Gleichgewicht ein, indem bei einer weitern Verrückung nach d der Südpol stärker zurückgetrieben würde.

Es mag sich nun der einfache Kreis zu einer Spirale erweitern, derart wie sie die *Figg. 48* und *49* darstellen. Solche Spiralen gewinnt man, wenn man einen Theil des Schliessungsleiters der galvanischen Säule Windung neben Windung in einer oder mehren Lagen übereinander auf einen hohlen cylindrischen Körper aufrollt, und durch Umspinnung des Leiters dafür sorgt, dass der Strom nicht von einer Windung zur nächsten übergehen kann.

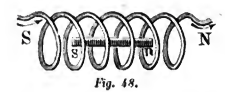


Fig. 48.

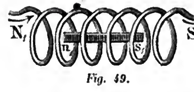


Fig. 49.

Diese Spiralen können zweierlei Art sein. Entweder können sie wie die der *Fig. 48* gewunden sein, d. h. wie die Gänge einer Schraube, sodass man, ihren Verlauf von der einen oder von der andern Seite gesehen, abwärts verfolgend, der Richtung der Bewegung eines Uhrzeigers oder der Richtung der täglichen Bewegung der Sonne nachzugehen hat; oder sie können wie die der *Fig. 49* im entgegengesetzten Sinne gewunden sein. — Jeden Gang einer solchen Spirale kann man mit genügender Annäherung als einen geschlossenen Kreis, wie die der *Figg. 46* und *47*, betrachten, und man kann somit auf jede die im Vorigen erörterten Gesetze anwenden. Tritt nun an dem Ende S der *Fig. 48* der Strom

ein, so werden alle Windungen sich in dem gemeinschaftlichen Bestreben unterstützen, den Nordpol eines in der Axe entgegengehaltenen Magneten in der Richtung SN, den Südpol in der Richtung NS zu treiben. Es wird also, von aussen betrachtet, das Ende S der Spirale sich scheinbar wie ein Südpol, das Ende N wie ein Nordpol verhalten. — Tritt aber in der Spirale der *Fig. 49* der Strom ebenfalls auf der linken Seite, wie der Pfeil andeutet, ein, und auf der rechten aus, so bekommt er in jeder einzelnen Windung die entgegengesetzte Richtung als in der zuerst betrachteten Spirale, es geht also in den obigen Formeln $+ S$ in $- S$ über, und somit ertheilt er den Magnetpolen die entgegengesetzten Bewegungsantriebe. Deshalb ist bei dieser Spirale dasjenige Ende N_1, bei welchem der Strom eintritt, einem Nordpole, dasjenige Ende S_1 aber, bei welchem er austritt, einem Südpole vergleichbar. Um sich in diesen Erscheinungen stets orientiren zu können, hat man nur die von AMPÈRE[1] gegebene Regel fest zu halten: „Bewegt sich ein galvanischer Strom in einer Spirale oder in einem einfachen Kreise in dem Sinne der Bewegung eines Uhrzeigers oder der täglichen scheinbaren Bewegung der Sonne von dem Beobachter abwärts, so ist das dem Beobachter zugewandte Ende einem Südpole, das ihm abgewandte einem Nordpole vergleichbar; ist aber die Bewegung des Stromes in den Windungen die entgegengesetzte oder bewegt er sich bei derselben Richtung nach dem Beobachter aufwärts, so ist in jedem Falle die Polarität der Spirale die entgegengesetzte der so eben angegebenen.

Eine Uebertragung der oben gepflogenen Erörterungen bezüglich der Gleichgewichtslage eines Magnetstabes in einem einfachen Kreisstrome auf das analoge Verhalten zum Spiralstrome zeigt auch hier, dass die stabile Gleichgewichtslage dann eintritt, wenn die Mitte des Magneten in der Mitte der Spirale sich befindet, vorausgesetzt, dass der Magnet sich nur in der Axe derselben frei bewegen kann. Dabei ist der Nordpol n und n_1 (in *Figg. 48* und *49*) des Magneten dem Nordpole der Spirale N und N_1, und der Südpol des Magneten s und s_1 dem Südpole der Spirale S und S_1 zugewandt.

Wird ein Magnetpol oder sofort der ganze Magnet über oder unter der Spirale dieser angenähert, so hängt die Wirkung einer jeden Windung vorzugsweise von der dem Pole nähern Hälfte derselben ab, indem beide Hälften wegen der verschiedenen Entfernung mit der Differenz ihrer Kraft den Magneten bewegen. Da aber ein Magnet über einem Strome stets die entgegengesetzte Ablenkung erhält als unter demselben, so folgt daraus, dass ein ausserhalb der Spirale befindlicher Magnet seinen Nordpol dem Südpole S und S_1 der Spirale und seinen Südpol dem Nordpole N und N_1 derselben zuwendet, und somit die angedeutete Analogie noch mehr vervollständigt. Führt man also eine Compassnadel durch die Axe einer Spirale, dann ausserhalb derselben herum bis wieder zum Ausgangspunkte, so wird sie sich dabei einmal in jeden Azimuth orientirt haben.

I. DE LA RIVE[2] haben wir ein paar Vorrichtungen zu danken, die sehr bequem sind, die oben erörterten Wirkungen des Kreisstromes auf den Magneten zu veran-

schaulichen. Die in der *Fig. 50* dargestellte besteht aus einer kleinen Zinkplatte *Z* und einer ähnlichen Kupferplatte *K*, welche durch eine Korkscheibe gesteckt sind und an welche oben ein Ring *b* von Kupferdrath angelöthet ist. Der andere kleine Apparat, *Fig. 51*, ist wie der vorige beschaffen, nur dass der mit Seide umsponnene Kupferdrath zur Verstärkung der Wirkung mehre Male in demselben Bogen *b* gewunden ist, ehe er an die Zinkplatte gelöthet wird. Ueberdem ist die Kupferplatte, wie in der Figur ersichtlich, um die Zinkplatte gebogen, ohne sie zu berühren. Werden diese Apparate auf gesäuertes Wasser gestellt, so erhält sie der Kork schwimmend und ein entgegengehaltener Magnet zieht sie an oder stösst sie ab. Wird in der hier dargestellten Lage der Nordpol eines horizontalen Magnetstabes entgegen gehalten, so werden beide angezogen, die Bogen legen sich rund um den Magneten und die ganzen Apparate schwimmen den Magneten entlang, bis sie über der Mitte seiner Länge eine stabile Gleichgewichtslage annehmen. Werden sie um eine kleine Entfernung nach dem Südpole hin verschoben, so kehren sie in die erste Lage zurück. Werden sie ausserhalb des Wassers in der hier dargestellten Lage über den Südpol des Magneten geschoben und dann auf das Wasser gesetzt, so bewegen sie sich, sobald sie frei schwimmen können, über den nächsten Pol vom Magneten fort, schwimmen noch eine geraume Strecke über denselben hinaus, kehren um, und schwimmen in der neuen Lage, den Magneten umgebend, dessen Axe entlang bis wieder zur Mitte.

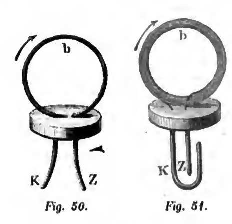


Fig. 50. *Fig. 51.*

Dasselbe Princip wandte DE LA RIVE auch an, um die Erscheinungen einer cylindrischen Spirale darzustellen. Wie in *Fig. 52* ist dann der Schliessungsdrath der kleinen *ZK*-Kette spiralförmig gewunden, seine beiden Enden werden in der Axe der Spirale zurückgeführt, und dann an die beiden Erregerplatten angelöthet. Ist die Spirale gewunden in dem Sinne der Bewegung eines Uhrzeigers, so ist das Ende *s*, welches der Kupferplatte zunächst steht, einem Südpole, das andere *n* einem Nordpole vergleichbar, indem beide gegen die respectiven Pole eines entgegen gehaltenen Magneten ähnlich einem andern Magneten reagiren.

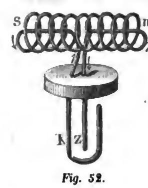


Fig. 52.

Weniger bequem ist eine ebenfalls empfohlene Vorrichtung, die darin besteht, dass man einen mehrfach im Kreise gebogenen, sehr dünnen, übersponnenen Kupferdrath mit seinen fusslangen zusammengedrehten Enden aufhängt, deren Ausläufer mit einem Rheomotor verbindet und dann einen Magneten entgegen hält. Die Drathschnur, an welcher die Kreiswindungen aufgehangen sind, und welche den Strom zu- und fortführt, muss dünn genug sein, um Bewegung und Drehung derselben nicht zu hindern. Hält man den Windungen die beiden Pole eines Hufeisenmagneten entgegen und hat man in die Strombahn einen Commutator eingeschalten, so verlässt beim Umlegen des letztern das Drathgewinde den nunmehr ihm feindlich gewordenen Pol, um auf den andern sofort überzuspringen.

II. Die Spirale wurde zuerst von AMPÈRE[3] benutzt, um durch dieselbe die Erscheinungen des Magneten nachzuahmen. Er nannte eine solche in die Länge ausgedehnte Spirale einen elektrodynamischen Cylinder. AMPÈRE macht, nachdem er den in §. 6 N. I. citirten Grundsatz aufgestellt, darauf aufmerksam, dass ein elektrodynamischer Cylinder zugleich wirkt, wie eine der Anzahl der Windungen gleichkommende Zahl von geschlossenen Kreisströmen, und zugleich wie ein geradliniger Strom von der Länge des Cylinders, welcher sich in

der Axe desselben bewegen würde. Jede einzelne Windung ist nämlich nicht ein vollkommen geschlossener Kreisstrom, sondern, indem sie in die nächstfolgende Windung übergeht, hat sie ausser ihrer Kreisbewegung sich noch so weit längs der Axe des Cylinders fortbewegt, als die Entfernung beider Windungen von einander beträgt. Soll der letzte Antheil beseitigt werden, was geschehen muss, wenn man einen Magneten nachahmen will, so muss ein Ende des Drathes in der Axe der Spirale wieder zurückgeführt werden, oder beide bis zur Mitte der Spirale. Die von Ampère empfohlene Darstellung des elektrodynamischen Cylinders lässt sich aus *Fig. 53* ersehen. Der bei *i* zu einem Haken gebogene Drath führt über *p* nach *ν*, dann macht er rückwärts Schraubenwindungen bis zu *σ*, denen eine Glas- oder Pappröhre als Stütze dient, geht in der Axe wieder zurück bis *p* und führt dann abwärts nach *m*. Das obere Ende *i* ist mit einer Stahlspitze versehen, welche beweglich auf dem Boden eines mit einem Quecksilbertropfen gefüllten Näpfchens ruht, während das untere eine Quecksilberfläche in dem Schälchen *m* berührt. Tritt in das Schälchen *m* der Strom ein, und in dem Näpfchen *i* aus, so ist bei der hier gegebenen Anordnung *σ* der Südpol und *ν* der Nordpol der Spirale. — Dieselbe Wirkung, welche diese Vorrichtung zeigt, kann auch erzielt werden, wenn man den Drath *pm* wieder nach oben zurückführt, sein Ende ebenfalls in einen Haken umbiegt, sodass dessen Spitze sich in der Verticale der Spitze *i* befindet, und wenn man diese Vorrichtung in dem Apparate der *Fig. 5* in §. 3 aufhängt.

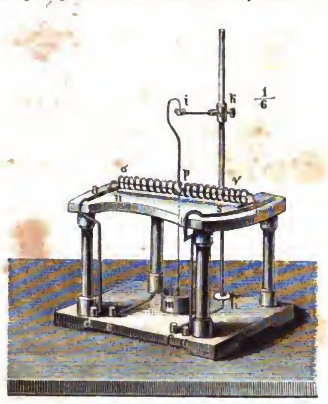


Fig. 53.

III. Um nun nachzuweisen, dass der geradlinige Antheil des Spiralstromes durch die in seiner Axe zurückgeführten Dräthe *νp* und *pσ* aufgehoben wird, bediene ich mich der weitern in der letzten Figur dargestellten Theile. Unter der Spirale ist nämlich in ein hölzernes Tischchen ein Magnetstab *ns* möglichst tief eingelassen. Die befreundeten Pole von Stab und Spirale sind einander zugekehrt. In die Mitte des Magnetstabes, sowie in die Platte des Tischchens ist ein Loch gebohrt, in welchem sich der von *p* nach *m* abwärts gehende Drath, ohne anzustossen, bewegen kann. An den Enden *σ* und *ν* der Spirale sind zwei kurze Dräthe angelöthet, welche abwärts in zwei mit Quecksilber gefüllte Kreisrinnen *a* und *c* am Rande des Tischchens führen. Tritt nun der Strom in *m* ein und in *i* aus, was durch die Quecksilbernäpfchen *e* und *f*, und die von ihnen nach *m*, sowie über *h* und *k* nach *i* führenden Metallverbindungen geschehen kann, so stellt sich die Axe der Spirale parallel zu der des Magneten. Lässt man aber den Strom in *a* ein- und in *c* austreten, oder, was dasselbe ist, in den mit den Rinnen in metallischer Verbindung stehenden Näpfchen *d* und *g*, so geht er blos durch die Windungen der Spirale, ohne in deren Axe zurückzulaufen. In diesem zweiten Falle weicht aber die Spirale um so mehr von der frühern Stellung ab, und macht einen um so grössern Winkel mit der Axe des Magneten, als ihre Windungen weitläufiger liegen.

Noch einfacher und übersichtlicher gelangt man zu dem letzten Resultate, wenn man umgekehrt eine bewegliche Magnetnadel über eine feste Spirale wie in

Fig. 54 stellt. Durch eine Glasröhre von etwa 9 Millimeter Durchmesser und 175 Millimeter Länge wird ein Drath *ab* gesteckt. Wo das Ende *b* aus der Röhre hervorragt,

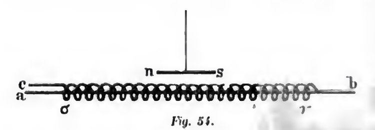


Fig. 54.

ist ein anderer Drath angelöthet, der spiralförmig rückwärts über die Glasröhre gewunden wird, und dann in dem Ende *c* verläuft. Ueber der Mitte der Spirale schwebt eine Magnetnadel *ns* von 20 Millimeter Länge. Diese Vorrichtung lässt sich nun in dreifacher Weise gebrauchen. Entweder man lässt den Strom durch *c* eintreten, sich in der Spirale aufwärts bewegen und durch die Axe der Röhre gehen, bis er in *a* wieder austritt; oder man lässt den Strom in *c* ein- und in *b* austreten, sodass er sich nicht durch die Axe rückwärts bewegt; oder endlich, man lässt ihn in *a* ein- und in *b* austreten, wobei er sich gar nicht durch die Spirale bewegt. In einem Falle stellten sich folgende Ergebnisse heraus. Die Spiralwindungen bedeckten, 90 an der Zahl, die ganze Röhre, und diese lag parallel zur Magnetnadel. Ging dann der Strom von *c* nach *a*, so blieb die Magnetnadel in Ruhe; ging er von *c* nach *b*, so wich das Nordende der Nadel um 56° nach Westen aus; ging er von *a* nach *b*, so wich es um 64° aus. Wurde ferner die Axe der Spirale senkrecht zum magnetischen Meridian mit ihrer Mitte unter die Mitte der Nadel gelegt und befand sich *b* im Westen, so blieb die Nadel in ihrer Gleichgewichtslage, wenn der Strom sich durch den einfachen Drath *ab* bewegte. Sie wich aber in Uebereinstimmung mit dem Vorigen um 15° östlich aus, wenn der Strom in *c* ein- und in *a* austrat. Dagegen betrug der Ausschlag nur 5° östlich, wenn der Strom sich von *c* nach *b* bewegte, denn jetzt hatten die Kreisantheile der Spiralwindungen das Bestreben, die Nadel um 15° abzulenken, während der als geradlinig zu denkende Antheil der Windungen die Nadel wieder in die Nordsüdlinie zurückzuführen strebte.

Diese Versuche zeigen augenfällig, wie gering die Wirkung eines elektrodynamischen Cylinders von nicht gerade sehr kleinem Durchmesser auf eine ausserhalb derselben befindliche, doch immerhin nahe stehende Magnetnadel ist, wenn man sie vergleicht mit der Wirkung des durch denselben Strom erregten geradlinigen Drathes. Und so bestätigt sich abermals die im sechsten Paragraphen (*Figg. 18—20*) gegebene Nachweisung Ampère's, dass die Wirkung eines geknickten und gebuchteten Drathes der eines geradlinigen von derselben mittlern Richtung gleich gelten kann, wenn nur die Biegungen des ersten im Verhältnisse zum Abstande des reagirenden Magnetpoles als sehr klein betrachtet werden können.

IV. de la Rive[2] beobachtete mit seinen in *Figg. 50* und *51* dargestellten Apparaten eine leicht zu wiederholende Erscheinung, die für den ersten Augenblick auffallen kann. Nähert man nämlich den horizontalen Magnetstab dem Ringe seitlich an, dann wird letzterer vorzugsweise so angezogen, dass sein Nordpol sich dem Südpole des Magneten zuwendet und umgekehrt, und dass die Axen beider parallel stehen. In dieser Lage beharrt auch die schwimmende Kette, wenn sie gerade neben dem Indifferenzpunkte des Magneten steht. Kommt man aber durch geringe Erschütterungen zu Hülfe, so bewegt sich der Ring nach dem nächsten Pole des Magneten, die bisher demselben abgewandte Seite bewegt sich rascher, als die ihm nähere, bis sich der Ring platt gegen den Magneten gelegt hat; jetzt gleitet er

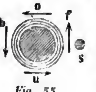


Fig. 55.

weiter abwärts bis zum Pole, dreht sich dort nochmals um 90°, umgiebt den Magneten und schwimmt nun, wie bei dem vorigen Versuche, aufwärts bis wieder zur Indifferenzstelle. Die Erklärung dieses Versuches dürfte folgende sein. In *Fig. 55* bedeute der grössere Kreis die schwimmende Strombahn, der kleinere den Durchschnitt des

Magneten mit der Ebene der Zeichnung. Es mag die vom Strome ausgehende Kraft nach den durch Pfeile angedeuteten vier Richtungen *obuf* zerlegt werden, und die Stromesrichtung im Kreise mag die der Pfeile sein, ferner mag der Südpol *s* des Magneten über, der Nordpol unter der Ebene der Zeichnung liegen: so ist zuvörderst klar, dass die beiden horizontalen Componenten, die obere *o* und die untere *u*, sich in ihrer Wirkung gegenseitig unterstützen, so zwar, dass sie dem Kreisstrom einen Bewegungsantrieb nach dem nächsten Magnetpol ertheilen. Dieser Antrieb ist um so geringer, je näher der Strom sich der Mitte des Magneten befindet. Die Mitte selbst ist für sie eine labile Gleichgewichtslage. — Zur Erörterung der Wirkung des aufsteigenden Stromes *f* und des absteigenden *b* diene die *Fig. 56*, welche den Versuch im horizontalen Durchschnitte darstellen mag. Der Magnetstab *ns* habe seinen Nordpol in *n*, den Südpol in *s*. Der Kreisstrom mag vorerst gegenüber der Indifferenzstelle des Magneten liegen, und *f* mag den Durchschnitt der aufsteigenden, *b* den der absteigenden Componente bedeuten. Aus Boisgiraud's Versuch, wie aus der dritten Folgerung der Formel 6) in §. 7 geht nun hervor, dass die stabile Gleichgewichtslage von *f* in der Mitte zwischen *n* und *s* zu suchen ist. Liegt der Stromtheil *f* ausserhalb der Axe des Magneten, aber in gleichem Abstande von *n* und *s*, so hat er das Bestreben, sich gegen die Axe hin zu bewegen. Dieses Bestreben vermindert sich aber mit der Annäherung an die Axe und würde in dieser selbst = 0 sein. Es würde aber *f* allein immer wieder den Magneten entlang in die Nähe des Indifferenzpunktes zurückzukehren streben, wenn es durch eine äussere Kraft nach *n* oder *s* hin verschoben würde. Anders ist es mit dem absteigenden Stromtheile *b*. Dieser wird gegenüber dem Indifferenzpunkte des Magneten von beiden Polen desselben mit gleicher Kraft zurückgestossen, es muss sich also der schwimmende Apparat an dieser Stelle wie in der Figur senkrecht zur Magnetaxe einstellen. Es werde nun der Kreisstrom durch eine äussere Kraft einem der beiden Pole, etwa *n*, näher gebracht, und er mag sich in der Lage $b_1 f_1$ befinden. Jetzt hat f_1 nur ein geringes Bestreben, nach *f* zurückzukehren, um so geringer, je länger der Magnet im Verhältnisse zu seiner Dicke ist. Auf b_1 mag nun von *n* aus die Kraft $b_1 \nu$, von dem entferntern *s* aus aber die geringere Kraft $b_1 \sigma$ wirken. Die Resultirende $b_1 \rho$ aus diesen beiden Kräften neigt sich demnach gegen den nächsten Magnetpol *n*, sodass ihre Projection $b_1 r$ auf die Richtung der Magnetaxe sich vom Indifferenzpunkt abwärts erstreckt. Die auf beide mit einander verbundenen Ströme f_1 und b_1 wirkenden Kräfte sind also zu einem Kräftepaare von ungleicher Grösse zusammengelegt. Auf f_1 wirkt eine geringe Kraft von *n* abwärts, auf b_1 wirkt die grössere Kraft $b_1 \rho$, die sich *n* zuneigt, letztere wird noch unterstützt, durch die Wirkung der horizontalen Componenten, und so ist es ersichtlich, dass der schwimmende Apparat sich parallel zur Magnetaxe stellt und sich gleichzeitig dem Pole *n* zu bewegt. Dort angelangt, unterfällt er den frühern Gesetzen, denen zufolge er den Pol umgiebt und rückwärts zur Indifferenzstelle des Stabes schwimmt.

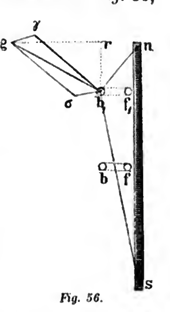


Fig. 56.

V. Zur nähern Erörterung der Kraft, mit welcher ein Magnet und ein elektrodynamischer Cylinder sich gegenseitig anziehen, mögen hier folgende Versuchsreihen Platz finden. Ein kleiner cylindrischer Magnetstab, 101 Millimeter lang, 20,3 Millimeter im Umfang und 23,678 Gramme schwer, mit abgerundeten Polflächen, wurde mit senkrechter Axe und mit nach oben gewandtem Nordpole an dem einen Arme einer empfindlichen Wage aufgehangen, und auf der andern Seite derselben tarirt. Unter dem Magneten stand eine senkrechte Spirale von 126 Windungen überspon-

nenen Kupferdrathes, welche auf eine Länge von 295 Millimeter über einen Cylinder von 129 Millimeter Umfang gleichmässig vertheilt waren. Der Strom bewirkte an einer Tangentenbussole eine Ablenkung von 15° und wurde durch einen Rheostaten constant erhalten. Wurde nun der Magnet an Haken von verschiedener Länge immer tiefer in die Spirale gesenkt, so nahm die Anziehung zu, bis etwa die Mitte des Magneten in der Ebene der obern Windung der Spirale lag; von da an nahm sie wieder ab, und wurde gleich Null, wenn die Mitten beider zusammenfielen. Die folgende Tabelle erörtert diese Aenderungen der Anziehung näher.

Abstand der Mitte des Magneten von der Mitte der Spirale in Centimetern	Beobachtete Anziehung in Milligrammen bei $S = \text{tg}\, 15^0$
18,7	190
17,7	290
16,7	382
15,7	457
14,7	493
13,7	494
12,7	474
10,7	313
8,7	115
6,7	32
4,7	16
2,7	11
0,7	2
— 1,3	— 1

Eine graphische Darstellung dieses Verhaltens zeigt *Fig. 57* in der mit „Magnet" bezeichneten Curve (die mit „Eisen" bezeichnete mag einer spätern Erörterung vorbehalten bleiben). Die Verticalabmessungen für diese Curve sind proportional der ersten, die Horizontalabmessungen proportional der zweiten Zahlenreihe aufgetragen. Bei 0 befindet sich die Mitte, bei 14,7 das obere Ende der feststehenden Spirale. Sobald die Mitte des Magneten nur um 1,3 Centimeter die Mitte der Spirale überschritten hatte, machte sich schon eine Anziehung um 1 Milligramme nach oben geltend. Wäre der Magnet noch tiefer in die Spirale versenkt worden, so würden sich die Zahlen in aufsteigender Reihe mit negativem Vorzeichen wiederholt haben.

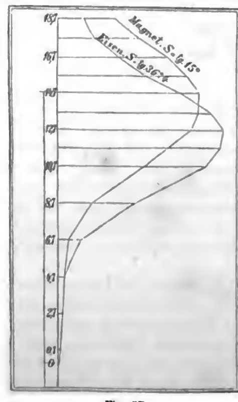


Fig. 57.

Um die Stärke der Anziehung für verschieden kräftige Ströme zu vergleichen, wurde bei demselben Apparate der Magnet ungefähr an der Stelle erhalten, an welcher ihn die Spirale am stärksten abwärts zog. Die zur Aequilibrirung nöthige Anzahl von Milligrammen gab das Maass für die Kraft. Die Stromstärke wurde an der Tangentenbussole durch Ablesung bei entgegengesetzten Ablenkungen gemessen. Die Ergebnisse enthält die folgende Tabelle:

Ablenkungswinkel beobachtet	Tangenten aus deren Mittel S	Beobachtete Anziehungen in Milligr. m	$\frac{m}{S}$	Berechnete Anziehungen in Milligr. m'	$m - m'$
— 9,2°; + 9,9°	0,1682	325	1,93	324	— 1
15,3; 14,9	0,2698	525	1,95	529	+ 4
20,5; 20,1	0,3699	738	1,99	739	+ 1
25,0; 24,3	0,4589	927	2,02	931	+ 4
30,7; 29,8	0,5832	1220	2,09	1209	— 11
40,0; 38,0	0,8098	1744	2,15	1743	— 1

Die vierte Verticalreihe enthält die Quotienten aus den Anziehungen durch die Stromstärken. Diese Zahlen zeigen, dass sich die Anziehungen zwischen Magnet und Spirale fast verhalten wie die Stromstärken. Doch zeigt gleichzeitig das stetige Wachsen dieser Zahlen, dass die Anziehungen etwas stärker zunehmen, als diesem Verhältniss entsprechen würde. Deshalb wurden nach einer im Folgenden (Zweiter Abschnitt, §. 21, N. I.) zu entwickelnden Formel

$$1{,}868 \cdot S + 0{,}350\, S^2 = m'$$

aus den Stromstärken S die zugehörigen Werthe von m' der fünften Columne berechnet. Die sechste Columne enthält die Differenzen zwischen den beobachteten und berechneten Werthen für die Anziehung. Die Geringfügigkeit derselben beweist die gemachte Voraussetzung, dass nämlich die Anziehung zwischen Magnet und Spirale zum überwiegenden Theile zwar der Stromstärke einfach, dass aber ein kleinerer Theil dieser Anziehung dem Quadrate derselben proportional ist.

VI. Wenn von Barlow[4] behauptet wird, dass die in das Innere der Spiralen gezogenen Magnete frei in der Axe des Gewindes ohne materielle Verbindung gehalten würden, wie die fabelhafte Bildsäule des Theamides oder die Statue des Dinochares[5], so muss dem entschieden widersprochen werden. Vielmehr legen sich in jedem Falle die emporgehobenen Magnete an die Innenwände der Spirale an, ohne in deren Axe zu schweben. Eine einigermassen aufmerksame Untersuchung des Feldes im Innern der Spiralwindungen, etwa mittels emporgehobener Magnete oder mittels der Nadel der *Fig. 24* in §. 7, zeigt, dass die Kraft in der Nähe der Windungen stärker ist, als in der Axe, dass also die Gleichgewichtslage in letzterer eine labile ist. Weder in einer horizontal liegenden Spirale — von welcher Barlow's Behauptung eigentlich gilt — noch in einer vertical stehenden schwebt ein Magnet frei in der Axe.

In seinen Untersuchungen über Wärmeentwickelung durch den galvanischen Strom beschreibt Lenz ein Messinstrument, welches ihm von Nervander angegeben worden ist, und wie das gegen Ende von §. 10 beschriebene ebenfalls mit dem Namen Nervander's Tangentenbussole belegt wird[6]. Bewegte sich in jenem Instrumente die Nadel innerhalb einer Anzahl von Stromwindungen, so basirt dieses darauf, dass die Nadel von einer in beträchtlichem Abstande ausserhalb derselben liegenden cylindrischen Spirale abgelenkt wird. Die Spirale wirkt alsdann wie ein Magnetstab auf die bewegliche Nadel und lenkt somit, wenn sie sich in einer senkrecht zum magnetischen Meridian durch die Mitte der Nadel gehenden Ebene befindet, die Nadel um einen Winkel ab, dessen Tangente proportional ist der in der Spirale thätigen, gleichsam in ihren Polen concentrirten galvanischen Kraft. Die *Fig. 58* (s. S. 84) stellt das Instrument nach der von Lenz gegebenen Zeichnung dar. Auf einem an der Wand befestigten Bodenbrette *MM'* steht auf Schraubenfüssen ein mit Glas bedeckter Kasten *AP*. In der Mitte desselben schwebt die Magnetnadel *ns* an einem Faden, der vom Gipfel *a* einer auf der Deckplatte stehenden Röhre herabhängt. Mit der Nadel in fester Verbindung und parallel

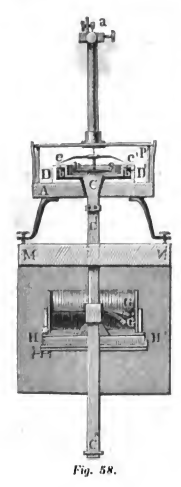


Fig. 58.

zu ihr steht der Zeiger *ee'*, und dieser schwebt unmittelbar über einem getheilten Kreise auf dem Rand einer Messingbüchse *DD'*, welche mit dem Kasten in fester Verbindung steht. Innerhalb dieser Messingbüchse bewegt sich zu demselben Kreise eine Alhidade mit Nonius *bb'*, welche durch den konischen Zapfen *C* mit einem verticalen, durch ein geräumiges Loch im Brette *MM'* gehenden Rahmen in Verbindung steht, von dem die hintere Stange in der Zeichnung durch die vordere *C'C''* gedeckt wird. An den verticalen Stangen dieses Rahmens lässt sich ein Schlitten *HH'* auf- und abschieben und auf diesem ruht eine horizontale Spirale, die durch verticale und horizontale Mikrometerschrauben genau in eine zur Nadel *ns* parallele Ebene, und in dieser mit ihrer Mitte genau unter die Mitte der Nadel gebracht werden kann. Die Drathenden der Spirale laufen in die Schraubenklemmen *GG'* aus, und werden durch diese mit dem Erreger des zu messenden Stromes in Verbindung gesetzt. Der Abstand der Axe der Spirale von der Magnetnadel betrug 12¾ Zoll. Wird nun die Axe der Spirale durch Drehung des Rahmens und somit auch der Alhidade *bb'* senkrecht zur Ebene des magnetischen Meridians gebracht, so wird sie durch die in ihr in Circulation versetzte galvanische Kraft, ganz wie ein an ihrer Stelle gedachter Magnetstab durch die in ihm befindliche Magnetkraft, der darüber schwebenden Nadel *ns* eine Ablenkung ertheilen, deren Tangente jener Kraft proportional ist.

Bequemer und mit geringern Kosten lässt sich dasselbe Resultat nach denselben Gesetzen erzielen, wenn man, anstatt die Spirale vertical unter die Nadel zu bringen, sie in deren Horizontalebene aufstellt, sodass ihre Axe senkrecht zum magnetischen Meridian bleibt und ihre Mitte in einem gemessenen Abstande von der Mitte der Nadel steht [7].

---

[1] AMPÈRE. Dessen **Recueil d'observations électrodynamiques.* Paris 1822. p. 63. — **Ann. de ch. et de ph.* T. 5. p. 59 et 170. (1820.) Uebersetzt in *Gilb. Ann. B. 67. S. 113 u. 127. (1821.) Vorgelegt der pariser Akademie der Wissenschaften am 8. und 25. Sept., 2., 9. und 30. Oct. und 6. Nov. 1820. U. v. A.

[2] DE LA RIVE. *Gilb. Ann. 69. 81. (1821.) und *Gilb. Ann. 71. 113. (1822.) Letzteres aus *Bibl. univ.* Dec. 1821. T. 18. p. 276—77. (*Sciences et Arts.*)

[3] AMPÈRE. Dessen **Recueil d'observ. électrod.* p. 334. — *Bulletin de la Sec. philomatique.* Nov. 1822. p. 177—183. — *Journal de physique.* T. 95. p. 248—257. — Auch Demonferrand Handbuch der dynamischen Elektricität, bearbeitet von Fechner. Leipzig 1824. S. 100.

[4] BARLOW. Dessen *Electromagnetism. Encycl. métrop.* p. 30. — *Roget Darstellung des Elektromagnetismus, übersetzt von Kottenkamp. Stuttgart 1847. S. 88. §. 104. — *Dove Rep. d. Ph. 1. 263.

[5] Ueber DINOCHARES vergl. *Gruber und Ersch Encyklopädie. 25 S. 268.

[6] LENZ' und NERVANDER'S Tangentenbussole. *Pogg. Ann. 59. 203. (1843.) Aus dem Bulletin der physikalisch-mathematischen Klasse der Akademie zu St. Petersburg. — Auch *Rep. d. Ph. 8. 48. (Berlin 1849.)

[7] v. FEILITZSCH. *Pogg. Ann. 78. 21. (1849.)

§. 13. Gesetze der Wirkung spiralförmiger Stromleiter, in deren Windungen verschieden starke Ströme circuliren.

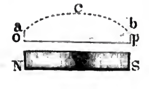
So sehr auch die Aehnlichkeit der elektrodynamischen Spirale mit einem Magnetstabe für den ersten Augenblick auffallen mag, so finden zwischen ihnen doch beträchtliche Verschiedenheiten statt. Ein wesentlicher Unterschied besteht darin, dass die Spirale einen von aussen angenäherten Magneten nur mit ihren Endwindungen anzuziehen scheint, dass also kein freier Magnetismus über die Oberfläche derselben verbreitet ist. Dahingegen ist über die ganze Nordhälfte

eines Magnetstabes freier Nordmagnetismus und über die ganze Südhälfte freier Südmagnetismus verbreitet. Hiermit steht im Zusammenhange, dass die beiden Anziehungsmittelpunkte eines Magnetstabes in der Regel einen beträchtlichen Abstand von den Endflächen haben. Dieser Unterschied lässt sich jedoch beseitigen, wenn man die Anordnung so trifft, dass in den der Mitte der Spirale nähern Windungen stärkere Ströme circuliren, als in den von der Mitte entferntern, oder aber, dass man die Anzahl der Windungen mehr und mehr nach der Mitte hin häuft und nach beiden Enden vermindert. Wie der vorige Paragraph zeigte, lässt sich nämlich jede einzelne Windung von der einen, etwa vordern Seite als ein Südpol, auf der hintern aber als ein Nordpol betrachten. Sind nun alle Spiralwindungen gleichmässig über eine Cylinderfläche vertheilt, so wird die nach hinten gekehrte nordpolare Wirkung irgend einer Windung durch die nach vorn gekehrte südpolare Wirkung der nächstfolgenden Windung aufgehoben, und es bleiben somit nur die beiden entgegengesetzten Polaritäten der ersten und letzten Windung übrig. Wird aber die Zahl der Windungen oder die Stromstärke nach der Mitte hin immer beträchtlicher, so kann eine solche gegenseitige Neutralisation benachbarter Windungen nicht mehr vollständig stattfinden. Vielmehr wird von dem Südpole der Spirale aus nach der Mitte hin jede spätere Windung einen Ueberschuss von Südmagnetismus zeigen, welcher durch die vorangehende Windung nicht neutralisirt ist, und ebenso wird von der Mitte nach dem Nordpol abwärts jede Stelle einen Ueberschuss von Nordmagnetismus aufzuweisen haben. Solche Spiralen sind also insofern einem Stabmagnete ähnlicher als die elektrodynamischen Cylinder, indem sie auf ihrer äussern Oberfläche über die ganze Südhälfte hinweg freien Südmagnetismus und über die ganze Nordhälfte freien Nordmagnetismus zeigen, und somit benachbarte Magnetpole gegen Stellen hin ziehen, welche in einem beträchtlichen Abstande von den Endwindungen liegen.

Ein interessantes, dem vorigen gewissermassen entgegengesetztes Verhalten zeigen Spiralen, deren Windungen mehr an den beiden Enden als in der Mitte angehäuft sind, oder deren Stromstärke in den Endwindungen den grössten und nach der Mitte einen stetig abnehmenden Werth hat. Die eine Endwindung einer solchen Spirale mag auf der von der Mitte abgewandten Seite ähnlich einem Südpole wirken. Auf der der Mitte zugewandten Seite wird sie aber, und mit ihr jede diesem Ende nähere Windung, nach der gemachten Voraussetzung eine grössere nordmagnetische Wirkung haben, als jede benachbarte weiter nach der Mitte zu liegende Windung. Die umgekehrte Erscheinung findet auf der andern Hälfte der Spirale statt. Solche Spiralen haben also auf der äussern Oberfläche das eigenthümliche Verhalten, dass eine entgegengestellte Magnetnadel an dem äussersten südlichen Ende derselben freien Südmagnetismus anzeigt, über die ganze Hälfte hinweg freien Nordmagnetismus, über die andere Hälfte freien Südmagnetismus und an dem äussersten Ende der letztern freien Nordmagnetismus [1].

1. Das hier Gesagte ist in den *Figg. 59* und *60* bildlich dargestellt. Es werde daselbst unter einer von rechts nach links aufsteigenden Linie freier Nordmagne-

tismus und unter einer in derselben Richtung absteigenden Linie freier Südmagnetismus verstanden. In der ersten Figur stelle NS eine Spirale dar, deren Stromstärke von der Mitte nach den beiden Enden hin abnimmt, etwa in dem Maasse wie die nach oben gehenden Ordinaten der über dieselbe punktirt gezeichneten Curve ab. Diese Curve steigt von o nach a schroff aufwärts, entsprechend dem Nordmagnetismus der Endwindung, dann fährt sie fort zu steigen bis c, entsprechend dem freien Nordmagnetismus der Nordhälfte; demnächst steigt sie von c bis b abwärts, entsprechend dem freien Südmagnetismus der Südhälfte, und endlich fällt sie schroff von b nach p ab, entsprechend dem Südmagnetismus der letzten Windung. — Die andere Figur stellt eine Spirale $N_{,}S_{,}$ dar, deren Stromstärke von den beiden Enden nach der Mitte abnimmt, etwa wie die Ordinaten der darüber gezeichneten Curve $a_{,}b_{,}$. Hier steigt die Curve abermals von $o_{,}$ nach $a_{,}$ schroff aufwärts, entsprechend dem Nordmagnetismus der ersten Windung; dann steigt sie aber von $a_{,}$ bis c' abwärts, entsprechend dem über die ganze übrige Nordhälfte verbreiteten freien Südmagnetismus; demnächst steigt sie von c' bis $b_{,}$ wieder aufwärts, entsprechend dem über die Südhälfte verbreiteten freien Nordmagnetismus, und endlich fällt sie von $b_{,}$ nach $p_{,}$ wieder schroff ab, entsprechend dem Südmagnetismus der letzten Windung.





Figg. 59 und 60.

Um die hier zur Sprache gekommenen Spiralen durch Häufung der Windungen darzustellen, bedient man sich am einfachsten eines Hohlcylinders von Holz, auf welchen in gleichen Abständen so viele Furchen eingeschnitten sind, als man Veränderungen in der Zahl der Windungen anbringen will. Denkt man sich das Gesetz der Abnahme oder Zunahme der Windungszahl von der Mitte nach den Enden in Gestalt einer Curve ausgedrückt, so stellen diese Furchen die Abscissen, und die Anzahl der in jede Abtheilung gelegten Windungen die Ordinaten jener Curve dar. Die Enden der Dräthe werden, wie in der *Fig. 53* des vorigen Paragraphen, in der Axe der Spirale rückwärts gezogen, und der Apparat, wie dort veranschaulicht, aufgehangen. — Zieht man es vor, die Aenderung der Stromstärke in den Windungen durch Stromtheilung hervorzubringen, so sind zwei starke Dräthe nach Art der Dräthe acS und bcN der so eben citirten Figur zu biegen. An die Enden N und S sind so viele dünne übersponnene Dräthe anzulöthen, als man Aenderungen in der Stromstärke hervorzubringen beabsichtigt, und will man z. B. die Stromstärke gegen die Mitte abnehmen lassen, so werden die ersten Windungen mit allen dünnen Dräthen von N und S rückwärts gelegt, bei jeder folgenden Windung aber wird ein Drath weniger benutzt, und dieser längs der Axe dieser Spirale ungewunden fortgeführt. Nachdem man die starken Dräthe bei c so mit einander verbunden hat, dass sie nicht in metallischer Berührung stehen, werden die freien Enden der dünnen, von N und S kommenden Dräthe bei c zusammengelöthet, natürlich unter Vermeidung jeder metallischen Berührung derselben mit den Kerndräthen.

Hält man nun der einen oder andern beweglich aufgehangenen Vorrichtung einen Magnetpol von der Seite entgegen, so werden sie, wenn ein galvanischer Strom in ihnen circulirt, angezogen oder abgestossen nach den oben erörterten Gesetzen.

II. Wurde bei den vorigen Versuchen den beweglich aufgehangenen Spiralen ein Magnetpol entgegen gehalten und derart die Abstossung oder Anziehung der Spirale geprüft, so werden die analogen Erscheinungen hervortreten, wenn die Spirale feststeht, und dieselbe mit verschiedenen Stellen auf einen beweglichen Magnetpol wirkt. Ist nun ein solcher Magnetpol blos fähig, sich senkrecht zur Axe der Spirale zu bewegen, so lassen sich nach den so eben vorgeführten Anschauungen die Richtungen seiner Bewegung für jede Stelle leicht ermitteln. Da

aber diese Erscheinungen für das Folgende weniger Interesse darbieten, so mag es bei den vorstehenden Nachweisen sein Bewenden haben. Schwieriger sind dagegen die Bewegungen zu übersehen, welche ein Magnetpol unter Einfluss der beschriebenen Spiralen annimmt, wenn derselbe sich blos parallel zu den Axen derselben bewegen kann; und da dieser Fall bei spätern Erörterungen wieder herangezogen werden wird, so mag er in den folgenden Discussionen erwogen werden.

Den Ausgangspunkt mag wiederum der einfache Kreisstrom bilden. „Die Wirkungen, die Kreis- oder elliptische Ringe, durch die galvanische Ströme gehen, auf ein magnetisches Theilchen ausüben", sind von Hädenkamp[2] einer rechnenden Untersuchung unterworfen worden, doch nur für den speciellen Fall, wenn das magnetische Theilchen in der Ebene des Ringes liegt. Da aber dieser Fall nur für die Theorie der Tangentenbussole von Belang ist, da ferner dieselbe umfangreicher von Bravais gegeben wurde, da es überdem „bei diesen Erörterungen nur auf die mathematische Behandlung, nicht auf die praktische Anwendung der gefundenen Formeln ankam", so können sie hier übergangen werden.

Die in §. 10, N. V., dargelegten Ermittelungen von Bravais geben in der dortigen Formel c):

$$dX = \mu S\, d\psi \frac{R(R - N\cos\psi)}{(O^2 + R^2 + N^2 - 2RN\cos\psi)^{\frac{3}{2}}},$$

einen Ausdruck für das Maass der Anziehung dX, welche ein beliebig gelegenes nordmagnetisches Theilchen durch das Element $R\,d\psi$ eines galvanischen Kreisstromes erhält, wenn dieses Theilchen sich nur parallel zur Axe des Kreisstromes bewegen kann. In dieser Formel bedeutet R den Halbmesser des Kreisstromes; ψ den Winkelabstand des Stromtheilchens von einer durch den Kreismittelpunkt und die Bewegungsrichtung des magnetischen Theilchens gelegten Ebene; μ und S die magnetische und die galvanische Kraft; O den Abstand des magnetischen Theilchens von der Ebene und N den Abstand desselben von der Axe des Stromkreises. Für einzelne specielle Fälle, wenn nämlich eine der Grössen O, R und N unverhältnissmässig kleiner ist, als die andern, lässt sich diese Formel nach steigenden Potenzen dieser Grösse zu einer convergenten Reihe entwickeln, und ist dann fähig, durch partielle Integrationen die Grösse der Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Theilchen und dem ganzen Stromkreis in Zahlen zu geben. Einen allgemeinen Ausdruck für diese Werthe kann man jedoch mittels jener Formel nicht erzielen. Und so bleibt nichts übrig, als experimentell das magnetische Feld eines Stromkreises zu untersuchen.

Es wurde zu dem Ende ein mehr als 2 Millimeter starker übersponnener Kupferdrath in vier neben und über einander liegenden Windungen über einen Kreisring von 72 Millimeter Halbmesser gelegt. Durch diesen Drath, sowie durch eine entfernte Tangentenbussole und einen Rheostaten bewegte sich ein kräftiger galvanischer Strom. Die Windungen waren einander so nahe, dass sie als ein einziger Kreis betrachtet werden konnten. Dieser Kreisstrom wurde durch einen Fuss in verticaler Stellung erhalten und konnte auf einem horizontalen Brette willkürlich verschoben werden. Um die jedesmalige Stellung markiren zu können, war das Brett nach zwei zu einander senkrechten Richtungen in Centimeter getheilt. Ueber einem bestimmten Punkte dieses Coordinatennetzes schwebte der Südpol eines Magnetstabes, der nach Art des in §. 7, N. I. beschriebenen aufgehangen war, so zwar, dass die Aufhängeaxe durch den Nordpol ging und ein Gegengewicht den Stab in horizontaler Lage hielt. Der Magnetpol und die Mitte des Drathkreises befanden sich in gleicher Höhe über der Coordinatenebene. Wurde nun ein Liniensystem der letztern in die Ebene des magnetischen Meridians gestellt, und wurde die Ebene des Stromkreises diesen Linien parallel erhalten, so konnten zuvörderst

durch Verrückungen des Kreises diejenigen Stellungen ermittelt werden, in welchen er dem zu seiner Ebene senkrecht beweglichen Pole keine Ablenkung ertheilte. Wurde durch einen entfernten kräftigen Magnetstab der bewegliche Magnet um eine gewisse Anzahl von Graden aus dem Meridian abgelenkt, so konnten wiederum durch Verschiebung des Kreisstromes diejenigen Lagen aufgesucht werden, in denen er gerade im Stande war, den Magneten wieder in den Meridian zurückzuführen. Der Strom wurde stets bei einer Stärke erhalten, welche die Nadel der Tangentenbussole um 64° ablenkte. Durch Wiederholung dieser Versuche für verschiedene Ablenkungswinkel konnten demnach die Orte gleicher Kraft für den zur Ebene des Stromkreises verticalen Antheil derselben construirt werden. — Nach diesen Constructionen ist nun *Fig. IV.* in $1/_5$ (genauer $^{10}/_{51}$) der ursprünglichen Grösse entworfen. War es für die Versuche bequemer, den Magnetpol fest zu halten und den Kreisstrom zu bewegen, so ist es für die Anschauung passender, die gewonnenen Curven so umzuwandeln, als ob der Strom fest stünde und der Magnetpol auf den Linien gleicher Kraft bewegt worden sei. Nach dieser Umwandelung stellt nun *F* den Durchschnitt der aufsteigenden, *B* den der absteigenden Hälfte des Kreisstromes mit der Ebene des Papieres dar. Sonach sind *n* und *s* die nördliche und die südliche Seite desselben. Die nach *B* und *F* convergirenden Curven sind die geometrischen Orte gleicher Kräfte, so zwar, dass ein blos parallel zur Axe des Stromkreises beweglicher Magnetpol an allen Stellen derselben Curve mit gleicher Kraft vom Stromkreis angezogen oder abgestossen wird. Die ausgezogene Curvengruppe *a.* ist durch unmittelbare Beobachtung gewonnen, die andern Gruppen *b.*, *c.* und *d.* sind nach dieser reproducirt. Ein in den Curven *a* und *b* sich bewegender Südpol ist, wie leicht zu sehen, im stabilen Gleichgewichte, wenn sein Aufhängepunkt dem Stromkreis abgewandt ist. In den Curven *c* und *d* ist aber der Südpol in labilem, ein Nordpol hingegen in stabilem Gleichgewichte. Die Ablenkungen, welche dem Magnetstab ertheilt wurden, und aus denen der Stromkreis ihn wieder in den magnetischen Meridian zurück versetzte, betrugen

$$0^\circ, \quad \pm 10\tfrac{1}{2}^\circ, \quad \pm 21\tfrac{1}{2}^\circ, \quad \pm 33\tfrac{1}{4}^\circ, \quad \pm 46^\circ.$$

Da nun die ablenkenden Kräfte den Tangenten der Ablenkungswinkel proportional sind, so ergeben sich die bezüglichen Maasse derselben als:

$$0, \quad \pm 1, \quad \pm 2, \quad \pm 3{,}5, \quad \pm 6.$$

Mit diesen Zahlen sind die einzelnen Curven bezeichnet, und namentlich ist das positive Vorzeichen gewählt, wenn der Südpol in der Richtung von *n* nach *s*, und das negative, wenn derselbe Pol in der Richtung von *s* nach *n* durch den Stromkreis bewegt wurde. Sonach erfährt in den vier Linien 0 der Pol gar keine Ablenkung; in dem Raume zwischen *a* 0 und *b* 0 wird er (mit immer grösserer Kraft je näher der Axe) gegen die Ebene der Strombahn hin gezogen; in dem Raume zwischen *c* 0 und *d* 0 aber von derselben zurückgestossen. Dahingegen findet in den Räumen der Curvengruppen *a.* und *b.* negativen Antheils Zurückstossung von der Stromebene, und in den entsprechenden Räumen der Gruppen *c.* und *d.* Anziehung zu derselben statt.

In Uebereinstimmung mit den in §. 8 vorgeführten Untersuchungen geht aber hieraus namentlich hervor, dass ein galvanischer Kreisstrom einen senkrecht zu seiner Ebene beweglichen Magnetpol nicht auf der ganzen einen Seite seiner Ebene anzieht und auf der andern abstösst, sondern dass sich zu beiden Seiten des Kreises Orte finden, in denen diese normale Wirkung auf Null herabsinkt, und dass dieselbe jenseit dieser Orte in die entgegengesetzte übergeht.

Die Linien ohne Wirkung dürften Hyperbeln ähnlich sehen, deren Scheitel in die Strombahn einschneiden. Der Winkel ihrer Asymptoten mit der Stromebene würde alsdann auf nicht ganz 45° zu schätzen sein. Die ihre hohlen Seiten sich zuwendenden gleichwerthigen Curven müssen sich, wie leicht zu sehen ist, bei weiter fortgesetzter Beobachtung schliessen. Dass dieses bei den mit — 3,5 bezeichneten nicht ganz der Fall ist, mag sich durch die Schwierigkeit erklären, labile Gleichgewichtslagen zu beobachten; denn offenbar befand sich bei der Bestimmung der Curve *a* — 3,5 der Magnetpol in einer solchen, als er in den punktirten Antheil dieser Curve übergeführt wurde.

Ein ganz analoges Verhalten wie für die Kreisströme stellte sich nun auch für Spiralen heraus. Die *Figg. V.* und *VI.* geben die Resultate zweier Versuchsreihen mit verschieden construirten Spiralen. Zwei gleiche Holzcylinder von 158 Millimeter Länge und 80 Millimeter Durchmesser wurden jeder der Länge nach in 19 gleiche Theile getheilt. Der auf *Fig. V.* im Durchschnitt dargestellte Cylinder *sn* wurde mit übersponnenem Kupferdrathe so umwunden, dass in die mittelste Abtheilung zehn Windungen kamen, in jede benachbarte neun und so in jede weiter nach den Enden hin liegende Abtheilung immer eine Windung weniger, bis die äussersten beiden Abtheilungen nur eine Windung enthielten. Die Windungszahl der zu *Fig. VI.* benutzten und dort durch *sn* im Durchschnitte dargestellten Spirale nahm dagegen von den Enden nach der Mitte hin ab. Jede Endabtheilung enthielt zehn, jede der Mitte nähere immer eine Windung weniger, und endlich die mittelste nur eine Windung. Wie früher die Axe des Stromkreises, so wurden hier die Axen der Spiralen stets senkrecht zum magnetischen Meridian gehalten, und diejenigen Vertical- und Horizontalabstände von dem parallel ihrer Axe und in deren Höhe beweglichen Südpol ermittelt, in denen letzterer von einem in den Spiralen circulirenden Strome gleich starke Einwirkungen erfuhr. Das Verfahren, die Stärke dieser Einwirkung zu bestimmen, sowie die Bezeichnung der Curven sind dieselben, wie früher. In beiden Fällen lenkte der Strom während der ganzen Versuchsreihe die Nadel der Tangentenbussole um 31° ab, er stieg auf den mit *F* bezeichneten Seiten der Spiralen aufwärts, auf den mit *B* bezeichneten abwärts, sodass *n* die Nord- und *s* die Südseite der Spiralen darstellt. In beiden Reihen sind die Curvengruppen *b.* aus der unmittelbaren Beobachtung, die andern durch Umzeichnung der ersten gewonnen. Auf den mit 0, $\pm$ 1 .... $\pm$ 6 bezeichneten Curven ist die anziehende oder abstossende Kraft bei einer Stromstärke $=$ tg 31° absolut ebenso gross als auf den entsprechenden Linien der *Fig. IV.* bei einer Stromstärke $=$ tg 64°. Die Neigung der (mit 0 bezeichneten) fast geraden Linien ohne Ablenkung gegen die Ebenen der Windungen ist für beide Spiralen fast gleich und beträgt etwa 30°; sie scheint etwas grösser zu sein bei der Spirale, deren Windungen nach der Mitte mehr angehäuft sind; diese Neigung ist aber geringer als die der entsprechenden Curven für den einfachen Kreisstrom. Beide Versuchsreihen veranlassen zu dem gemeinsamen Schlusse, dass eine galvanische Spirale, mögen deren Windungen vorzugsweise an den Enden oder nach der Mitte angehäuft sein, einen zu ihrer Axe parallel beweglichen Magnetpol nicht an allen Orten ausserhalb der letzten Windungen an dem befreundeten Ende anzieht, an dem feindlichen zurückstösst, sondern, dass sich zu beiden Seiten der Spirale Orte finden, in denen jene normale Wirkung auf Null herabsinkt und dass dieselbe jenseit dieser Orte in die entgegengesetzte übergeht.

Trotz dieser grossen Aehnlichkeit der beiden in den *Figg. V.* und *VI.* dargestellten Magnetfelder bietet sich jedoch bei näherer Betrachtung ein wesentlicher Unterschied derselben dar. Denkt man sich nämlich die Curven und namentlich die mit 0 bezeichneten nach rückwärts bis gegen die Spiralen verlängert, so schneiden

dieselben in *Fig. V.* in grossem Abstande von den äussersten Windungen ein, während dieselben in *Fig. VI.* etwa an der Peripherie der letzten Windungen die Spirale treffen würden. Damit im Zusammenhange steht aber, dass die mit (+) bezeichneten Curven einen grössern Raum vor den Polen der Spirale in *Fig. V.* einnehmen, als in *Fig. VI.*, während die mit (—) bezeichneten im ersten Falle enger zusammengedrängt sind, als im andern. Daraus mag aber der für spätere Erörterungen wichtige Satz hervorgehoben werden, dass wenn in galvanischen Cylinderspiralen die Windungen stärker an den Enden als über der Mitte angehäuft sind, die vor den Endflächen statthabende normale Anziehung gegen einen parallel zur Cylinderaxe beweglichen Magnetpol sich über einen viel geringern Raum verbreitet, als wenn die Windungen stärker über der Mitte als an den Enden angehäuft sind. In dem Maasse aber, als der Raum der normalen Wirkung im ersten Falle beeinträchtigt wurde, überwiegt der Raum, in welchem die anormale Wirkung statt hat.

Sind die Windungen alle über der Mitte zusammengedrängt, so muss nothwendigerweise die Darstellung der *Fig. VI.* in die der *Fig. IV.* übergehen, welche Vergleichung die hervorgehobenen Beziehungen bestätigt.

Schon Ampère [3] macht darauf aufmerksam, dass die Ströme, von welchen die magnetischen Wirkungen herrühren, desto energischer sein müssen, je näher sie dem Mittelpunkte des Magneten sind u. s. w. Ingleichen findet Ampère die hauptsächlichste Verschiedenheit zwischen Magneten und schraubenförmigen Schliessungsdräthen in dem Unterschiede, den zu beseitigen der gegenwärtige Paragraph beabsichtigt. — Später ist indirect erst wieder von van Rees [4] auf diesen Gegenstand hingewiesen worden.

---

[1] v. Feilitzsch. *Pogg. Ann. 82. 90. (1851.) — *(Kieler) Allgemeine Monatsschrift für Wissenschaft und Literatur. März 1853. S. 263 ff. — Im Auszug *Philos. Mag.* [4.] 1. 46. — *Inst.* N. 894. — *Arch. d. sc., ph. et nat.* 16. 50.
[2] Hädenkamp. *Grunert's Archiv für Mathematik und Physik. 14. 204. (1850.)
[3] Ampère u. A. *Gilb. Ann. 72. 32. (1822.) Aus *Bibl. univ. de Genève.* Avr. 1822.
[4] van Rees. *Pogg. Ann. Bd. 70. S. 1. (1847.) und Bd. 74. S. 213. (1848.)

Zweiter Abschnitt.

Erregung von Polarität in magnetisirungsfähigen Substanzen durch den galvanischen Strom.

§. 14. Historische Einleitung.

Die Entdeckung Oersted's hatte nachgewiesen, dass die Wirkung des Schliessungsdrathes einer galvanischen Kette auf magnetisirte Stahlnadeln in gewissem Sinne vergleichbar sei der eines Magneten auf einen andern. Der Gedanke lag nun nahe, zu untersuchen, ob der galvanische Strom auch die andern Eigenschaften eines Magneten und namentlich die Erregung von Magnetismus in weichem Eisen und unmagnetischem Stahle besitze. Die erste Antwort auf diese Frage gab Arago [1], indem er bei der ersten in Paris geschehenen Wiederholung der oersted'schen Versuche nachwies, dass der (messingene) Schliessungsdrath Eisenfeilspähne anzieht, diese aber sofort wieder fallen lässt, sobald der Strom geöffnet wird. Ingleichen zeigte sich vorübergehender Magnetismus an weichem Eisen, so lange es sich in der Nachbarschaft eines Schliessungs-

drathes befand. Kleine Stahlstückchen, als z. B. feine Nähnadeln, wurden dagegen bleibend magnetisch. In Gemeinschaft mit Ampère fand Arago ferner, dass diese Wirkung des Schliessungsdrathes ungleich stärker ausfällt, wenn derselbe um die zu magnetisirenden Stahlstäbe in Form einer Spirale gebogen wird. Ist eine solche Spirale von der Eintrittsstelle des Stromes abwärts in dem Sinne der Bewegung eines Uhrzeigers gewunden, so entsteht diesem Ende zunächst an einem in die Spirale geschobenen Eisen- oder Stahlstabe ein Südpol, dem andern Ende zunächst aber ein Nordpol. Ist dagegen die Spirale im entgegengesetzten Sinne gewunden, so entsteht umgekehrt an der Eintrittsstelle des Stromes ein Nordpol, an der Austrittsstelle ein Südpol. — Fast gleichzeitig mit Arago und unabhängig von einander stellten Boisgiraud [2] in St. Cyr und Davy [3] in London ähnliche Versuche mit demselben Erfolge an. Ausserdem wiesen sie aber die analoge Erscheinung am Schliessungsbogen der kleist'schen Flasche nach, eine Erscheinung, welche man ja vor Oersted's Entdeckung, nur freilich mit sehr zweifelhaftem Erfolge, darzustellen versucht hatte. Befand sich nämlich eine Stahlnadel in der Nähe eines Drathes, durch welchen eine kleist'sche Flasche entladen wurde, so nahm dieselbe stets dauernden Magnetismus an, sobald sie senkrecht (oder wenigstens nicht parallel) zum Drathe stand.

I. Bei Anstellung des Fundamentalversuches für die Magnetisirung des Eisens und Stahles durch einen in Spiralwindungen dasselbe umgebenden Schliessungsdrath ist es nothwendig, die Drathwindungen durch einen Isolator, etwa eine Glas- oder Holzröhre, von dem eingelegten Körper zu trennen, wie solches auch schon Arago that. Ohne diese Vorsicht kann es leicht geschehen, dass der Strom die Windungen verlässt und zum überwiegend grössten Theil seinen Weg durch das eingelegte Metall nimmt. Der Versuch bedarf immerhin eines starken Stromes; doch da der metallene Schliessungsbogen nur einen geringen Widerstand einschaltet, genügt meist ein einziges oder wenige Plattenpaare, wenn nur dieselben, wie schon von Yelin [4] beobachtet, grosse Dimensionen haben. — Dass es hier nur auf die Menge der in Circulation versetzten Elektricitäten ankommt, nicht aber auf die Substanz des Schliessungsbogens, erkannte Davy zufolge seiner ersten Versuche. Nicht also Böckmann [5], der eine Versuchsreihe über den Einfluss der Substanz des Leitungsdrathes auf die Magnetisirung angestellt hatte. — Wird dagegen anderweit ein bedeutender Widerstand in den Schliessungsbogen eingeschalten — etwa ein Voltameter, oder Kohle, wie es v. Yelin that, — so kann dadurch die Magnetisirung bis zum Verschwinden vermindert werden.

Befindet sich eine Stahl- oder Eisenstange blos in der Nähe eines einfachen geraden Schliessungsdrathes, so ergiebt sich die Richtung der in denselben erzielten Polaritäten nach der in §. 2 des ersten Abschnittes angeführten Regel Ampère's. Der Nordmagnetismus wird nämlich stets zur linken Hand ausgeschieden, wenn man sich mit dem Kopfe voran und mit dem Gesichte nach dem Eisen gewandt in der Richtung des galvanischen Stromes schwimmend denkt. Verfolgt man nach dieser Analogie die Windungen eines spiralförmigen Schliessungsdrathes, so wird sich leicht die oben für diese ausgesprochene Regel ergeben.

Durch die Experimentirungsmethoden dieser ersten Versuche zeigte sich blos an Eisen und Stahl eine Ausscheidung von Magnetismus. Davy prüfte zwar auch andere Metalle, fand aber, dass sie sich indifferent verhielten, oder wie Theile des Schliessungsdrathes, wenn sie unmittelbar mit demselben in Berührung gebracht wurden.

II. Was das Anhängen der Eisenfeile an den Schliessungsdrath betrifft, so mag diese Erscheinung sofort ihre Erörterung finden. Liest man die hiervon ge-

gebenen Beschreibungen, so sollte man meinen, dass hier kein wesentlich anderes Phänomen dargeboten würde, als das der Eisenfeilbärte an Magnetstäben. Doch während im letztern Falle die Eisenfeile aus grosser Entfernung zum Magneten gezogen werden, muss der Schliessungsdrath auch der kräftigsten Säule äusserst nahe an die Feilspähne gebracht werden, bis dieselben ihm zufliegen, und auch dann scheint es, als ob nur einzelne Theilchen sich aufrichteten und andere an diesen in die Höhe kletterten, bis sie den Schliessungsdrath erreichen. Während ferner die Spähne sich um die Pole des Magneten haarförmig gruppiren und starr von denselben nach allen Richtungen abstehen, legen sie sich um den Schliessungsdrath glatt wie eine Hülle und ordnen sich in compacten Ringen um denselben. Während sie nur schwierig von den Magnetpolen getrennt werden können, fallen sie dagegen leicht von dem Schliessungsdrathe, wenn man längs desselben mit einem nicht metallischen Körper hinfährt und die Continuität der Ringe trennt. Dagegen lässt sich die compacte Hülle mit Leichtigkeit über die Oberfläche des Schliessungsdrathes hinwegschieben, ohne die Continuität zu verlieren. Bestreut man einen auf einen Rahmen gespannten Papierbogen mit Feilspähnen und bringt unter denselben einen Magneten, so wandern die geordneten Reihen den Polen zu, sobald man den Bogen erschüttert, und bilden die bekannten zu den Magnetpolen symmetrischen Curven. Verfährt man dagegen ähnlich mit dem Schliessungsbogen, so ordnen sich über demselben die Spähne zu transversalen geraden Linien, und kommt man durch Klopfen zu Hülfe, so entfernen sich immer die letzten Linien auf beiden Seiten von der grössern Masse der Spähne längs des Drathes.

Die Erklärung dieser Erscheinungen bietet keine Schwierigkeiten dar. In der Nähe des Schliessungsdrathes erhält jedes Eisentheilchen Polarität, transversal zum Drathe. Von letzterem aus gesehen, hat jedes links den Nordpol und rechts den Südpol. Durch die Anziehung der befreundeten Pole benachbarter Theilchen in transversaler Richtung und durch Abstossung der feindlichen Pole, die in der Längsrichtung des Drathes neben einander liegen, geschieht eine Sonderung in Linien senkrecht zum Drathe, sowie ein Fortwandern der letzten Linien von der mittlern Masse. Taucht man den Drath in die Feilspähne, so bilden sich durch Aneinanderlegung derselben geschlossene ringförmige Magnete. Da nun dieselben nach aussen keine Polarität zeigen, werden die einzelnen Ringe, ohne sich gegenseitig abzustossen, neben einander liegen, und können mit Leichtigkeit, wie bei Arago's Versuche, bis zur Dicke eines Federkieles verstärkt werden. Werden die Ringe gewaltsam getrennt, so fallen sie ab. Da nun aber, wie aus §. 7 hervorgeht, die Wirkung des Schliessungsdrathes auf einen Magneten keine anziehende ist, sondern die scheinbare Anziehung nur aus einer tangentialen Wirkung auf beide Pole hervorgeht, während ein Magnetpol den im weichen Eisen erregten befreundeten Pol unmittelbar anzieht, so wird ein Eisentheilchen vom Drath erst in desto kleinern Entfernungen nach diesem hin bewegt werden, je kleiner das Theilchen ist; umgekehrt zieht aber der Magnet das leichtere Theilchen aus grösserer Entfernung als ein schwereres.

Die Hülle der Feilspähne wird nun zugleich Stromleiter. Und auch hieraus liesse sich eine Anziehung zum Schliessungsdrath erklären, indem nach dem folgenden Kapitel benachbarte Leiter paralleler gleichgerichteter Ströme sich anziehen. Wäre aber diese Anziehung von Belang, so müssten auch z. B. Messingfeilspähne angezogen werden, was meines Wissens keinem Beobachter gelang. Die Beobachtung Davy's, zufolge deren Eisenfeile, die an zwei Drähthen hingen, sich gegenseitig anzogen, wenn letztere von gleichgerichteten Strömen durchflossen wurden, sich aber gegenseitig abstiessen, wenn die Ströme in beiden Dräthen die entgegengesetzte Richtung hatten: erklärt sich theilweise aus jener Anziehung gleichgerichteter Ströme, theilweise daraus, dass die Feilspähne auf den einander zugewandten

Seiten der Dräthe entgegengesetzte Polarität annehmen bei gleichgerichteten, die gleiche Polarität aber bei entgegengesetzt gerichteten Strömen.

III. Die vielseitigen Versuche, welche man vor Oersted's Entdeckung angestellt hatte, um Stahl durch den Entladungsschlag der kleist'schen Batterie zu magnetisiren, mögen die Interessen der Physiker jener Zeit besonders in Anspruch genommen haben; denn nächst der Wiederholung der ursprünglichen oersted'schen Erscheinungen wird am meisten über Magnetisirungsversuche durch Reibungselektricität berichtet. Hier mögen nur folgende historische Notizen aus jener ersten Zeit Platz finden, indem eine weitere Entwickelung dieser Erscheinungen die Grenzen dieser Zusammenstellung überschreiten würde. — Eine Verzögerung des Entladungsstromes vermindert seine Erregungsfähigkeit für Magnetismus so, dass Davy keine Magnetisirung wahrnehmen konnte, wenn er die Entladung durch Wasser gehen liess. Wie aber eine Entladung durch die Luft den Strom weniger verzögert, so fand auch Davy, dass durch diese die Magnetisirungsfähigkeit nicht gehemmt, sondern nur vermindert wurde. Wie ihm, so gelangen auch Lehot [6] die Versuche nur mittels des Stromes der Flasche. v. Yelin [4] versuchte eine Magnetisirung durch allmäliges Ueberströmen der Elektricität aus dem ersten Conductor in die Spirale, das Resultat war jedoch ein negatives. Wenn er aber mittels Spitzenwirkung eine Flasche durch einen Spiraldrath entlud, oder Funken vom Conductor auf die Spirale überschlagen liess, wurden in letzterer befindliche Stahlnadeln magnetisch. Dasselbe Resultat erhielt van Beek [7], wenn er den Schraubendrath zwischen den ersten und einen isolirten zweiten Conductor einschaltete und aus dem letzten Funken entlud. Aehnliches erhielt Pfaff [8]. Er brachte ebene Spiralen mit dem Conductor der Elektrisirmaschine in Verbindung, sodass er Funken aus denselben ziehen konnte. Legte er auf dieselben Stahlnadeln, von deren Centrum nach der Peripherie, so erzielte er an ihnen zwei normale Pole. Lagen die Nadeln aber so, dass sie dieselbe Windung zwei mal schnitten, so zeigten sie Folgepunkte.

Die Utrechter Physiker van Beek, Moll, van Rees und van den Bos [9] fanden, dass eine Stahlnadel keinen Magnetismus annahm, wenn dieselbe dem Leiter des Entladungsschlages genau parallel lag. Wurde nun eine oblonge in der Längsrichtung magnetisirte Stahlplatte mit dieser Richtung dem Entladungsleiter *parallel* gelegt, so wurde deren Magnetismus vernichtet; sie erhielt aber statt dessen *transversale* Polarität. Wurde ferner ein isolirter Entladungsleiter durch die Axe eines hohlen, vorher parallel zur Axe zerschnittenen und wieder zusammengebundenen Stahlcylinders, oder durch eine in der Mitte durchbohrte kreisförmige Stahlplatte gebracht, und durch denselben eine kleist'sche Batterie entladen, so konnte vorerst kein Magnetismus an ihnen wahrgenommen werden. Derselbe trat aber sofort hervor, wenn die beiden Theile des Cylinders getrennt, oder die Stahlplatte in zwei Hälften gebrochen wurde.

Von Interesse in Bezug auf spätere Erörterungen ist noch folgender von Böckmann angestellter und lange vergessener Versuch. Er umgab nämlich einen hohlen Eisencylinder mit einer Drathspirale und legte in denselben einen in eine Glasröhre eingeschlossenen Stahldrath. Der durch die Spirale geführte Batterieschlag konnte den Stahl in keiner Weise magnetisch machen, so lange die Eisenhülle ihn umgab; er nahm aber sofort Magnetismus auf, wenn der Eisencylinder entfernt wurde.

Merkwürdig bleibt es immer, dass bei diesen vielfachen Versuchen über Magnetisirung durch Reibungselektricität, welche in der ersten Zeit des Elektromagnetismus angestellt wurden, Niemand die Abhängigkeit der gewonnenen Polarität von der Entfernung zwischen Schliessungsbogen und Nadel, sowie andere hierbei vorkommende auffallende Erscheinungen wahrgenommen hat, die später mit grossem Interesse verfolgt wurden.

[1] Arago. * Gilb. Ann. 66. 311. (1820.) — Aus *Ann. de ch. et de ph.* T. 15. (Sept. 1820.)
[2] Boisgiraud. Ebendaselbst.
[3] Davy. Brief an Wollaston, London 12. Nov. 1820; in den Schriften der königl. Gesellschaft zu London, Jahr 1820 und 1821, gelesen am 15. Juli 1821. — Daraus in * Gilb. Ann. 71. 225. (1822.) — * Sturgeon *Ann. of El.* 6. 223. (March 1841.) und 6. 257. (Apr. 1841.) — * Thomson's *Ann. of Philos.* New Ser. 2. 81. (1821.)
[4] v. Yelin. * Gilb. Ann. 66. 395. (1820, 17. u. 30. Nov.)
[5] Böckmann. * Gilb. Ann. 68. 1. (1821.)
[6] Lehot. * Gilb. Ann. 68. 306. (1821.)
[7] van Beek. * Gilb. Ann. 68. 303. (1821.)
[8] Pfaff (Erlangen). * Gilb. Ann. 69. 84. (1821.)
[9] van Beek, Moll, van Rees und van den Bos. * Gilb. Ann. 72. 12. (1822.) Zum Theil in * *Journal de Physique.* 93. 312.

§. 15. Darstellung von Elektromagneten.

Von den im weitern Verlaufe dieses Abschnittes ausführlicher zu behandelnden beiden Erscheinungen mag die Magnetisirung des weichen Eisens durch den galvanischen Strom als die wichtigere voranstehen, die Darstellung von Stahlmagneten aber später Erörterung finden. — Die Magnete, welche man durch weiches Eisen gewinnt, werden galvanische oder Elektromagnete genannt, zum Unterschiede von den permanenten Stahlmagneten. Die Elektromagnete haben meistentheils Hufeisenform. Um einen solchen darzustellen, hat man nur nöthig, ein hufeisenförmig gebogenes, ausgeglühtes Stück Rundeisen, *nqs* in *Fig. 61*, möglichst oft mit Kupferdrath zu umwinden. Letzterer wird mit Seide oder Wolle umsponnen und demnächst in Schellacklösung getränkt, damit die neben und über einander liegenden Windungen sich nicht metallisch berühren können. Bequem ist es, die Drathwindungen auf zwei Holzrollen *cd* mit überstehenden Rändern zu bringen und die geraden Theile des Hufeisens in die Höhlungen der Rollen zu stecken. Verbindet man demnächst zwei Enden des Drathes mit einem Rheomotor und die beiden andern so unter einander, dass der Strom um die Axe des Eisenkernes immer in demselben Sinne circulirt, so entstehen an den Enden des letztern zwei entgegengesetzte Pole *n* und *s*, welche einen auf denselben abgeschliffenen Anker *a* von weichem Eisen mit grosser Kraft anziehen. Die Kraft, mit welcher dieser Anker festgehalten wird, ist im Allgemeinen viel grösser, als die, mit welcher ein permanenter Stahlmagnet seinen Anker hält. Dagegen zieht ein Stahlmagnet im Allgemeinen einen Anker aus grösserer Entfernung an, als ein Elektromagnet. Sobald aber der Strom unterbrochen wird, haftet der Anker nur noch mit sehr geringer Kraft an dem Hufeisen, und hat man nun den Anker einmal abgerissen, so ist der Magnetismus im Hufeisen bis auf eine geringe Spur verschwunden. — Beabsichtigt man Versuche über andere Eigenschaften der Elektromagnete, z. B. über deren Wirkung in die Ferne, anzustellen, so bedient man sich gerader Cylinder von weichem Eisen, welche man je nach Bedürfniss in längere oder kürzere, dickere oder dünnere Spiralen von übersponnenem Kupferdrathe einlegt.

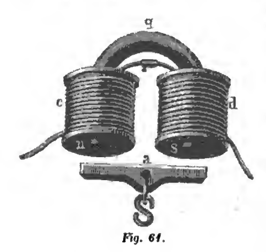


Fig. 61.

I. Ein nach der oben beschriebenen Weise construirter galvanischer Magnet, dessen Eisenkern 15 Millimeter Durchmesser hat, dessen Enden im Lichten 35 Millimeter von einander abstehen, dessen äusserste Höhe von der Krümmung bis zur Ebene beider Pole 45 Millimeter beträgt, und auf welchen etwa 150 Windungen Kupferdrath von 1 Millimeter Dicke aufgerollt sind, trägt einen mit mehr als 13 Kilogrammen belasteten Anker, wenn der Strom eines einzigen GROVE-POGGENDORFF'schen Elementes von 44 Quadratcentimeter Platinoberfläche im Drathe kreist.

STURGEON[1] war der Erste, welcher hufeisenförmige Elektromagnete construirte, um deren beträchtliche Tragkraft nachzuweisen. Drei Jahre später (1828) zeigte POHL einen solchen auf der Naturforscherversammlung in Berlin, und fünf Jahre danach beschrieb PFAFF[2] einen, den er in London gesehen. Die Tragkraft aller dieser Magnete überstieg jedoch nicht 5 Kilogramme. Das Fünffache dieses Gewichtes trug ein von MOLL[3] dargestellter Magnet, sowie ein anderer 67 Kilogramme. STURGEON trieb demnächst die Tragkraft bis gegen 180 Kilogramme und MARSH[4] bis zu 250 Kilogramme.

Sehr grosses Aufsehen machten die Magnete des Yalecollege von HENRY und TEN EYCK[5]. Der grössere derselben hatte einen achteckigen hufeisenförmigen Kern von 27 Kilogrammen Schwere und war mit 220 Meter Kupferdrath umwunden. Mit einer Kette von 44 Quadratdecimeter Oberfläche verbunden, trug er das Gewicht von 935 Kilogrammen, also das 34fache seines eigenen Gewichtes. — Ein anderer kleiner Hufeisenmagnet von nur 25 Millimeter Länge und 15 Millimeter Breite trug das 420fache seines Gewichtes.

Diese ohnehin schon beträchtliche Tragkraft glaubte man durch mehrfache Abänderungen in der Form noch zu erhöhen. Einige dahin einschlagende Bemühungen mögen demnächst Platz finden.

Die *Figg. 62* und *63* stellen einen von ROBERTS[6] construirten Magneten dar und zwar die erste in der Vorderansicht, die zweite im Querschnitte. Von zwei auf einander abgeschliffenen, mit Handhaben versehenen Eisenplatten *a* und *b* trägt die eine tiefe Einschnitte, nach Art von *a*. In diese Einschnitte werden vom Eisen isolirte Kupferdrathwindungen gelegt, welche, in *c* beginnend, sich schlangenartig von der Seite *d* nach $a_{\prime\prime}$, zurück nach *d* und wieder nach $a_{\prime}$ bewegen, um in das Ende *z* auszulaufen. Circulirt in diesen der Strom eines Rheomotors, so entstehen so viele einzelne schmale und lange Magnetpole, als Abtheilungen in der Eisenplatte gemacht worden sind, und diesen dient die andere Platte als Anker. In einem Falle hatten die Platten 165 Millimeter in Seite, und waren mit fünf Abtheilungen versehen. Die Tragkraft betrug 1338 Kilogramme.

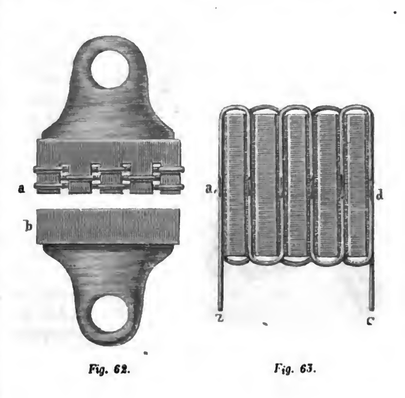


Fig. 62. *Fig. 63.*

Eine andere Form gab RADFORD[7] dem Elektromagneten. Von zwei kreisrunden, auf einander abgeschliffenen, 229 Millimeter im Durchmesser haltenden Platten ist die

obere *a* in *Fig. 65* mit spiralförmigen Rinnen versehen, wie *Fig. 64* in der Ansicht von unten zeigt. In diesen Rinnen liegt ein Kupferdrath *cz*, welcher aus 32 ein-

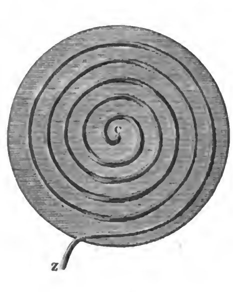




Fig. 64.



Fig. 65.

zelnen Dräthen im Gesammtgewicht von 937 Grammen zusammengewunden ist. Die andere Platte *b* dient als Anker. Mit 12 Trögen hielt der Magnet ein Gewicht von 1134 Kilogrammen; eine um so bedeutendere Tragkraft, als hier der Anker nur an einem Pole des Elektromagneten haftet.

Von diesen absonderlichen Formen mag noch eine von JOULE [8] angegebene Erwähnung finden. Dieselbe ist in *Fig. 66* dargestellt. Auf zwei Messingringen von 305 Millimeter äusserm Durchmesser sind je 24 Eisenstückchen wie *mm* ... aufgeschraubt. Die Eisenstückchen des einen als Anker dienenden Ringes sind massiv wie *a* in der Nebenzeichnung, die des andern sind mit Rinnen wie *b* versehen. Ein aus dünnen Eisendräthen bestehender starker Schliessungsdrath *cz* geht im Zickzack durch die Rinnen und Zwischenräume der Eisenstückchen auf dem letztern Ringe. Beide Ringe sind mit Haken zum Aufhängen und Tragen der Gewichte versehen. Die Tragkraft liess sich bis auf 1229 Kilogramme steigern.

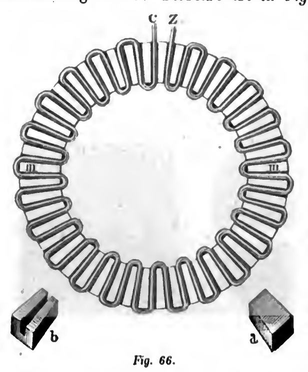


Fig. 66.

Werden nun auch diese Formen kaum eine Wiederholung gefunden haben, so ist eine andere Gestalt der galvanischen Magnete, welche ebenfalls von JOULE [9] herrührt, ungleich populärer geworden, um an diesen Vorrichtungen die ungeheuere Tragkraft zu veranschaulichen. Eine Stange von Schmiedeeisen (204 Millimeter lang) wurde 25 Millimeter weit durchbohrt, und an einer Seite, wie *a* in *Fig. 67*, der Länge nach geebnet, bis die Polflächen 8 Millimeter im Lichten von einander abstanden. Eine gleichlange, auf jenen Polflächen abgeschliffene Eisenplatte *b* ist demnächst mit

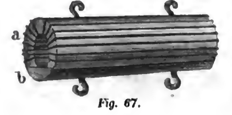


Fig. 67.

dem vorigen Stück zu einem Cylinder von 94 Millimeter äusserm Durchmesser abgedreht. Das ausgehöhlte Stück *a* wurde mit 4 Kupferdräthen von je 7 Meter Länge umwickelt. Die grösste Tragkraft betrug 948 Kilogramme. — Zur Darstellung dieser Elektromagnete bedient man sich meist entweder abgeschliffener Flintenläufe mit vorgelegter Eisenplatte als Anker, und giebt ihnen die Gestalt der Figur, oder man sägt ein Stück Flintenlauf der Länge nach in zwei gleiche Theile, schleift dieselben auf einander ab, und umlegt jede Hälfte mit einigen Windungen Kupferdrath.

Einen Vortheil gewinnt NICKLÈS [10] dadurch, dass er eine Eisenstange bis über die Hälfte der Länge nach aufschneidet, die gewonnenen beiden Theile in Gestalt eines ω um den ungetrennten Theil biegt, und blos diesen mittlern stärkern Schenkel mit Drath umwindet. So entstehen drei Pole, zwei gleichnamige äussere und ein ungleichnamiger mittlerer. Die grössere Tragkraft, welche ein solcher Magnet bei gleicher Stromstärke gegen einen andern mit blos zwei Polen zeigt, erklärt sich daraus, dass die vertheilende Wirkung des magnetisirenden Stromes hier in doppeltem Sinne benutzt wird.

II. Seit 1845 wurde durch FARADAY's Entdeckung einer Wirkung des Magnetismus auf alle Substanz sowie auf das Licht das Bedürfniss rege, Elektromagnete von starker Wirkung in die Ferne darzustellen. Von den zu diesem Zweck als besonders brauchbar bekannten Instrumenten mögen die folgenden hier beschrieben werden.

Die von FARADAY benutzten Elektromagnete sind die sogenannte Woolwich-Rolle und ein Hufeisenmagnet [11]. Der erste Apparat besteht aus einer geraden 0,673 Meter langen Rolle, welche innen 63,5 Millimeter und aussen 120,6 Millimeter im Durchmesser hält. Ihr Drath ist 4,3 Millimeter dick und 152,7 Meter lang. Der Drath ist in vier concentrischen Gewinden aufgelegt, welche derart endweise verbunden sind, dass der Strom seine ganze Länge durchlaufen kann. Der dazu gehörige Eisenkern ist 0,711 Meter lang und hält 63,5 Millimeter im Durchmesser. Durch zehn GROVE'sche Platinpaare in Thätigkeit versetzt, trägt er an jedem seiner Enden über 40 Kilogrammen. — Der Hufeisenmagnet ist aus einem Eisenstabe von 1,168 Meter Länge und $95\frac{1}{4}$ Millimeter Durchmesser gebildet, und ist so gebogen, dass seine abgeschliffenen und in einer Ebene liegenden Enden 152 Millimeter von einander abstehen. Die geraden Theile beider Arme sind umwickelt mit 159 Meter eines 4,3 Millimeter dicken und mit Zwirn übersponnenen Kupferdrathes. Jedes dieser beiden Gewinde ist 406 Millimeter lang und besteht aus drei Drathlagen. Auf den Polflächen werden zwei Stäbe von weichem Eisen, 178 Millimeter lang, 63 Millimeter und 25 Millimeter dick, durch Schrauben derart gehalten, dass ihre einander zugewandten Enden von der nächsten Nähe bis zum Abstande der beiden Schenkel des Eisenkerns von einander entfernt werden können. Die Enden dieser Stäbe oder Halbanker bilden die eigentlichen Pole des Magneten. Und um diese einem zwischen ihnen aufgehangenen Körper möglichst nähern zu können, sind sie auf den Endflächen des Magneten verschiebbar.

Der nach Angabe PLÜCKER's [12] von Herrn Mechanikus ETTER in Bonn construirte Magnet ist in *Fig. VII.* dargestellt. Derselbe ist ganz ähnlich dem vorigen gestaltet, nur hat er folgende grössere Dimensionen. Der υförmige Eisenkern hat bei einem Gewichte von 84 Kilogrammen einen Durchmesser von 102 Millimeter. Die Mittelpunkte beider Polflächen *ns* stehen 284 Millimeter von einander ab. Jeder der beiden Schenkel ist mit drei Schichten zu je 92 Windungen Kupferdrath umlegt. Der Durchmesser des Drathes beträgt 4,36 Millimeter und das Gesammtgewicht desselben 35 Kilogrammen. Die Biegung des Eisenkernes ist in ein schweres eichenes Stativ *p* eingelassen, von welchem sich der verstellbare eichene Tisch *t* erhebt. Auf letzterm steht die Torsionswage *k*. Auf die Polflächen passen vier

Paare von Halbankern. Das eine Paar, welches der Länge nach durchbohrt und mit durchschiebbaren zugespitzten Stangen versehen ist, wurde wenig benutzt. Ein zweites Paar ist von parallelepipedischer Gestalt, 178 Millimeter lang, 67 Millimeter breit und 27 Millimeter dick. Das durch *b* dargestellte Paar hat eine grösste Länge von 167 Millimeter, eine Dicke von 27 Millimeter, und eine grösste Breite gleich der der Polflächen des Magneten. Die eine Seite ist kreisförmig abgerundet und die andere läuft verjüngt zu, sodass die Endflächen Kreise von 25 Millimeter Durchmesser bilden, an welche konische Spitzen c, c_1, c_2 angeschraubt werden können. — Jeder Halbanker *d* des vierten Paares hat eine Länge von 133 Millimeter, eine Höhe von 40 Millimeter, ist an der einen Seite so breit als die Polflächen, und kreisförmig abgerundet, während es auf der andern Seite sich bis auf 59 Millimeter verschmälert. Der ganzen Länge nach ist eine Rinne eingehobelt von 20 Millimeter Breite und Tiefe, welche zu optischen Zwecken dient. Die Enden des Drathes einer jeden Schicht führen zu Schraubenklemmen *g*, *h* in besondern Ständern. Diese stehen wiederum mit dem in §. 3 beschriebenen Commutator *i* in Verbindung. Die Anordnung ist so getroffen, dass der Strom einer galvanischen Säule jeden Drath einzeln, alle gleichzeitig und alle nach einander durchfliessen kann. Auch ist es möglich, beide Enden des Eisenkernes gleichzeitig zu Nordpolen oder zu Südpolen zu machen.

Ein von E. Becquerel [13] zu seinen Untersuchungen benutzter Elektromagnet bietet gegen den vorigen nur unwesentliche, zu speciellen Zwecken dienliche Abänderungen dar.

Eine beträchtlich abweichende Gestalt hat aber der von Herrn Mechanikus Ruhmkorff [14] in Paris construirte „Apparat zur Wiederholung der Versuche Faraday's über den Einfluss des Magnetismus auf das Licht". Eine Eisenstange von 10 Millimeter Durchmesser und 220 Millimeter Länge ist an beiden Enden rechtwinkelig umgebogen. Durch starke Klemmen sind auf diesen Enden zwei Cylinder von weichem Eisen von je 90 Millimeter Länge und 30 Millimeter Durchmesser befestigt, sodass diese drei Stücke ein ungeschlossenes Rectangel bilden, mit einem in der Mitte einer langen Seite befindlichen Zwischenraume von 10 Millimeter Ausdehnung. Die beiden Ansatzcylinder sind der Länge nach 10 Millimeter weit durchbohrt und an den Enden konisch zugespitzt. Die Durchbohrungen liegen in einer geraden Linie. Ueber jeden dieser Cylinder ist ein mit Seide umsponnener Kupferdrath von 2 Millimeter Durchmesser und 100 Meter Länge gewunden. Die innern Enden desselben sind an den respectiven Cylindern fest gelöthet, die äussern werden mit den Polen eines Rheomotors verbunden. Geht nun ein galvanischer Strom durch die Kupferspirale des einen Cylinders, durch die Eisenstange und von dieser durch die Spirale des andern Cylinders zu seiner Quelle zurück, so entstehen zu beiden Seiten des Zwischenraumes zwischen beiden Cylindern entgegengesetzte Magnetpole, deren Wirkung auf verschiedene in diesem Zwischenraume befindliche Substanzen je nach Bedürfniss direct oder durch die Höhlungen der Cylinder beobachtet werden kann. — Zum Nachtheile dieser Anordnung spricht der Umstand, „dass mittels eines Trogapparates von 50 Elementen dieser Apparat zwar deutlich sichtbare, jedoch zur Messung zu schwache Wirkungen gebe", während bei dem mit Plücker's Apparat angestellten Versuchen nur selten mehr als zehn grove-poggendorff'sche Becher benutzt zu werden brauchten.

Auf eine Darstellung von scheibenförmigen Elektromagneten, welche in neuester Zeit unverhältnissmässig viel besprochen worden ist, wurde Nicklès [15] geführt durch das schon von Weber [16] vorgeschlagene Mittel, die Treibräder der Locomotiven zu magnetisiren, um ihnen eine grössere Adhäsion an den Schienen zu geben, als sie gewöhnlich besitzen. Es werden zwei Einrichtungen beschrieben.

Unter dem Namen *Électro-aimants paracirculaires* versteht Nicklès folgende Construction: Es werden galvanische Spiralen so an der Locomotive befestigt, dass ihre Windungen den Schienen parallel liegen, und den untersten Theil jedes Treibrades umgeben. In ihrer Form schliessen sie sich dem Radkranze möglichst an, ohne die Bewegung des Rades in ihrem Innern zu hindern. Das langsame Entstehen und Verschwinden des Magnetismus, namentlich in dem Gusseisen der Locomotivräder, macht es aber, dass mit zunehmender Rotationsgeschwindigkeit derselben die gewünschten Pole sich nicht an der Berührungsstelle zwischen Rad und Schiene befinden, sondern in beträchtlicher Entfernung davon nach der Austrittsstelle aus der Spirale beobachtet werden. Die ohnehin geringe Vermehrung der Adhäsion wird dadurch noch geschwächt. Der grösste Vortheil, beide Pole desselben Elektromagneten in beständiger Berührung mit der Schiene als Anker zu erhalten, ist nicht erzielt worden.

Die andere Vorrichtung, welche den Namen *Électro-aimant circulaire* erhielt, ist nicht zu technischen Proben benutzt worden. Diese Magnete bestehen aus drei Eisenscheiben, welche parallel zu einander in gleichen Zwischenräumen auf einer und derselben eisernen Axe befestigt sind. Die Zwischenräume werden so mit Kupferdrathwindungen um die Axe ausgefüllt, dass, wenn ein galvanischer Strom in diesen circulirt, die beiden äussern Scheiben die entgegengesetzte Polarität über ihren ganzen Umfang erhalten von derjenigen, welche die mittlere Scheibe annimmt. Die mit derartigen Vorrichtungen im Kleinen angestellten Versuche bestehen in Messung der Tragkraft durch Anlegung eines oder mehrer flacher oder cylindrischer Anker, sowie in Messung der Adhäsion zu einer entgegengehaltenen rotirenden eisernen Walze. Dieselben führen jedoch zu keinem bemerkenswerthen Ergebnisse.

III. Was das zu Elektromagneten zu benutzende Eisen betrifft, so findet man häufig angegeben, dass verschiedene Eisensorten bei sonst gleicher Erregungsweise beträchtlich abweichende Mengen von Magnetismus entwickeln. Doch fehlt es mehrfach an nähern Angaben der chemischen und physikalischen Eigenschaften der untersuchten Eisensorten, sowie an einer nähern Beschreibung der Versuche. Immerhin bildete sich die Meinung aus, dass möglichst weiches kohlefreies Stabeisen zu Elektromagneten am geeignetsten sei. Dahingegen findet aber Ritchie[17] infolge von Versuchen über die Tragkraft bei unmittelbar angelegtem Anker das schlechteste englische Eisen von krystallinischem Gefüge am geeignetsten. — Ebenfalls im Widerspruche damit standen Versuche, welche ich selbst bezüglich dieser Frage anstellte und aus denen hervorging, dass ganz verschiedene Eisensorten, gewöhnliches Gusseisen, sowie weiches Schmiedeeisen, oder Bündel von dickern oder dünnern Eisendräthen bei gleichen Dimensionen und gleicher Erregungsweise wesentlich dieselben Mengen von Magnetismus ergaben. Die zu den Versuchen benutzten Cylinder waren in ihrer ganzen Länge von derselben galvanischen Spirale umhüllt und nur ein sehr geringer Unterschied zeigte sich zum Nachtheile des Gusseisens. Als ich aber auf diesen Vorversuch gestützt einen Hufeisenmagneten von Gusseisen darstellte, der blos auf beiden Schenkeln, nicht aber auf dem Querstück, die erregenden Spiralen trug, beobachtete ich eine bedeutende Einbusse. Bei näherer Untersuchung zeigten sich auf jedem Schenkel zwei Pole, zum Beweise, dass der Magnetismus sich nur in geringerm Grade durch das nicht umwundene Querstück fortpflanzte.

Nicht weiter führten die folgenden Versuche Müller's[18]. Derselbe stellte eine Magnetisirungsspirale von 200 Windungen und 15 Centimeter Länge westlich von einer Bussole auf, sodass ihre Mitte $1/2$ Meter von der Mitte der Bussole entfernt war. In diese Spirale wurden Stäbe von den in der nächstfolgenden Tabelle verzeichneten Eisen- und Stahlsorten, alle 16,7 Centimeter lang und 6 Milli-

meter dick, eingeschoben. Die magnetisirenden Ströme waren so stark, dass die Stäbe dem magnetischen Maximum sehr nahe gebracht wurden. Er beobachtete die in der zweiten und dritten Colmnne verzeichneten Tangenten der Ablenkungswinkel an der Bussole (nach Abzug der Tangenten der Ablenkungswinkel, welche die Spirale ohne eingelegte Eisenkerne hervorbrachte), entsprechend den darüber bezeichneten Stromkräften:

Eisensorte.	Zwei Paare zu je drei BUNSEN'schen Ketten.	Vier Paare zu je drei BUNSEN'schen Ketten.
Schmiedeeisen	0,490	0,499
Gewalztes Eisen	0,474	0,485
Stahl, geglüht	0,404	0,437
Stahl, angelassen	0,393	0,437
Stahl, hart	0,259	0,284
Gusseisen	0,220	0,264

Da diese Zahlen den bei gleichen Stromkräften entwickelten Magnetismen proportional sind, stellt sich bezüglich der verschiedenen Eisensorten ein beträchtlicher Unterschied in der Magnetisirungsfähigkeit heraus.

Diese Widersprüche löste endlich POGGENDORFF [19] durch eine später noch ausführlicher zu erwägende Untersuchung. Es zeigten ihm nämlich Versuche über die Tragkraft von Elektromagneten mit Kernen aus weichem Stahl und weichem Eisen, verglichen mit dem beim Abreissen des Ankers oder beim Oeffnen der Kette entstehenden Inductionsstrome, dass sogar der Stahl in der Fähigkeit, temporären Magnetismus (d. i. solchen, der sich während des Einflusses eines galvanischen Stromes zeigt) aufzunehmen, dem Eisen sehr nahe steht. Der Unterschied rührt aber nicht daher, dass die Stahltheilchen weniger fähig wären, magnetisirt zu werden, als die Eisentheilchen, sondern erklärt sich durch eine verschiedene Fähigkeit, die magnetische Polarität von Theilchen zu Theilchen fortzupflanzen (magnetische Leitungsfähigkeit nach FARADAY). Hiernach erklärt sich auch, dass gleiche Stäbe von weichem Eisen und weichem Stahl in derselben Spirale gleich stark magnetisirt wurden, wenn die Spirale sie ganz bedeckte, dass aber sogleich ein Unterschied zum Nachtheile des Stahles bemerkbar wird, sobald die Kerne, wie in den vorstehenden Untersuchungen MÜLLER's, nur ein wenig aus der Spirale hervorragen.

Demgemäss ist das weiche Schmiedeeisen jeder andern Sorte von Eisen bei der Anfertigung von Elektromagneten vorzuziehen, und namentlich dann, wenn man, wie es gewöhnlich bei Hufeisenmagneten geschieht, nicht den ganzen Kern, sondern nur die geraden Enden desselben mit dem Schliessungsdrathe der Kette umwindet. Weiches Eisen von vorzüglicher Qualität gewinnt man aber namentlich, wenn man rissefreies Schmiedeeisen, nachdem ihm die gewünschte Form gegeben worden ist, zu wiederholten Malen in einer Umhüllung von Lehm, dessen innerste Schichten stark mit Eisenoxyd (gebranntem Ocher) versetzt sind, ausglüht.

[1] STURGEON. *Pogg. Ann. 24. 632. (1832.) — *Transact. of the Society for the Encouragement of Arts.* 1825. — Im Auszug *Annals of Philos.* New Ser. 12. 357. (1826.)
[2] PFAFF (Kiel). Schweigger's Journal. 58. 273. (1830.)
[3] MOLL. Brewster's *Journal of Science.* New Ser. 3. 209. (1828.)
[4] MARSH. *Philos. Mag. and Annals.* 11. 301.
[5] HENRY und TEN EYCK. *Sillim. Am. Journ.* 20. 209. — *Dove Rep. d. Ph. 1. 271.
[6] ROBERTS. *Sturgeon *Ann. of El.* 6. 166. (Febr. 1841.)
[7] RADFORD. *Sturgeon *Ann. of El.* 6. 231. (March 1841.)
[8] JOULE. *Sturgeon *Ann. of El.* V. 5. p. 187. (Sept. 1840.) u. p. 471. (Dec. 1840.) — Vergl. eine Notiz von MOHR in *Pogg. Ann. 51. 376. (1840.)
[9] JOULE. *Sturgeon *Ann. of El.* 6. 431. (Juni 1841.)
[10] NICKLÈS. **Inst.* N. 988. (8. Dec. 1852.) — *Soc. Philomathique de Paris.* 20. Nov. 1852. — *Ann. de ch. et de ph.* [3.] 37. 399. — *Arch. d. scc., ph. et nat.* 23. 82. — *Sillim. Am. Journ.* [2.] V. 15. p. 104 u. 380. — Vergl. *Liebig und Kopp Jahresbericht für 1852. S. 222.
[11] FARADAY. Exper. Res. 2192. 2246 u. 2247.
[12] PLÜCKER. *Pogg. Ann. 72. 315. (1847.) und 73. 549. (1848.) — Namentlich aber *Plücker Enumeratio novorum phaenomenorum recentissime a se in doctrina de Magnetismo inventorum. Bonnae 1849. p. 27.
[13] E. BECQUEREL. **Ann. de chim. et de ph.* [3.] 28. 283. — Auszugsweise in **Comptes rend.* 28. 623.; und *Inst.* N. 803. 161. (1849.)
[14] RUHMKORFF. *Fortschritte der Physik 1846. (Berlin 1848.) S. 568. Entnommen aus *Comptes rend.* 23. 417. — *Inst.* N. 663. — *Arch. d. scc., phys. et nat.* 2. 404. — Bericht Biot's *Comptes rend.* 23. 538. — *Ann. de ch. et de ph.* 28. 318. — *Inst.* N. 663.
[15] NICKLÈS. A. v. O. u. a. **Arch. d. scc., ph. et nat.* 24. 5. (Sept. 1853.)
[16] W. WEBER. *Liebig's chemische Briefe. (Heidelberg 1844.) S. 120. — *Kopp und Liebig Jahresbericht 1851. S. 239. — *The literary gazette.* 28. Juni 1851.
[17] RITCHIE. *Pogg. Ann. 32. 529. (1834.) Aus *Philos. Transact. f.* 1833. pt. II. — Dove Rep. d. Ph. 1. 273.
[18] MÜLLER (Freiburg). *Pogg. Ann. 85. 157. (1852.)
[19] POGGENDORFF. *Pogg. Ann. 85. 147. (1852.) — *Monatsberichte der berliner Akad. 1851. Nov.

§. 16. Messung der magnetischen Quantität und des Momentes in Elektromagneten. Hohle Elektromagnete.

Die überraschend grosse Tragkraft der Elektromagnete, verbunden mit der Leichtigkeit, ihre Pole durch Aenderung der Stromesrichtung momentan zu wechseln, und somit Anziehung in Abstossung zu verwandeln, veranlassten vielseitige Versuche, den Elektromagnetismus zur Bewegung von Maschinen zu verwenden. Fand man sich auch durch die Erfolge getäuscht, so war gerade dadurch eine nähere Untersuchung über den Grund der Irrung veranlasst worden, und hatte man bisher blos durch Tatonnement Elektromagnete construirt, so untersuchte man jetzt die Gesetze, nach welchen dieselben wirken. Die ersten umfangreichern Untersuchungen über dieselben datiren vom Jahre 1839; doch werden die folgenden Darlegungen zeigen, dass wir bis heute noch über viele dahin einschlagende Fragen in Zweifel gelassen werden. — Dass dieses der Fall ist, erklärt sich durch das reichliche Material, welches der Gegenstand bietet. Die Untersuchung gewinnt nämlich eine vollkommen andere Gestalt, ob man darzuthun beabsichtigt, wie gross die Quantität des überhaupt in einem Elektromagneten frei gewordenen Magnetismus ist, oder ob man fragt, welches Moment dem Magneten zukommt, oder, was damit zusammenhängt, wie gross seine polare Wirkung ist, oder ob man untersuchen will, wie gross sein magnetisches Vertheilungsvermögen sei. Stets ändert sich aber der Magnetismus

sowohl, wie seine Wirkungen je nach der Stärke des in den Windungen circulirenden galvanischen Stromes, je nach der Anzahl, den Dimensionen, der Anordnung, der Stellung der Windungen auf dem Eisenkerne. Und ebenso wird es Bedingung, den Einfluss der Länge, der Dicke, der Gestalt und der innern Beschaffenheit der Eisenkerne zu erörtern. Dazu kommt, dass eine mathematische Anschauung der Verhältnisse noch fast gar nicht entstanden ist, und somit alle Gesetze auf empirischem Wege entwickelt werden müssen.

Unter Quantität des Magnetismus wollen wir im Folgenden immer diejenige Summe von Magnetismus verstehen, welche in allen kleinsten Theilchen einer magnetisirten Masse zur Vertheilung gekommen ist. Unter Intensität ist demgemäss der Quotient aus der Quantität des Magnetismus durch die Masse zu verstehen, an welcher jene Quantität entwickelt worden ist. Mit Polarität oder polarer Wirkung wollen wir die Kraft bezeichnen, mit welcher eine Hälfte eines Magneten auf die befreundete Hälfte eines andern Magneten anziehend, auf die feindliche des letztern abstossend wirkt. Die Polarität wäre demgemäss die Quantität des freien Magnetismus. Denken wir uns die Polarität in den Mittelpunkt der Anziehung (oder Abstossung) gegen einen unverhältnissmässig weit entfernten andern Magneten vereinigt, und multipliciren wir deren Werth in den Abstand dieses Punktes von der Mitte des zugehörigen Magneten, so erhalten wir das magnetische Moment desselben. Magnetisches Vertheilungsvermögen mag endlich die Bezeichnung für diejenige Aeusserung sein, infolge deren ein Magnet Polarität in benachbarten magnetischen Substanzen hervorzurufen im Stande ist. Die Quantität des Magnetismus, seine Polarität und sein Moment, stehen zu einander in so naher Beziehung, dass sie gemeinschaftlich behandelt werden dürfen. Das magnetische Vertheilungsvermögen jedoch mag spätern Paragraphen vorbehalten bleiben.

Was nun vorerst die Quantität des in dem Eisenkern eines Elektromagneten überhaupt entwickelten Magnetismus, sowie sein Moment betrifft, so zeigen die hierüber angestellten Untersuchungen, dass, wenn man den zur Speisung eines und desselben Magneten dienenden Strom verstärkt oder schwächt, in demselben Maass auch innerhalb der gewöhnlichen Grenzen die Quantität und das Moment stärker oder schwächer wird. Aendert man nun die Anzahl der Drathwindungen, so zeigen sich jene Grössen ebenfalls denselben proportional, vorausgesetzt, dass man den durch die grössere Windungszahl eingeschobenen stärkern Widerstand in Rechnung bringt, oder anderweit beseitigt. Ob die Windungen in weiten Kreisen den Eisenkern umgeben oder ihn eng umschliessen, ist von geringem Belang; es hat sich nur ein kleiner Vortheil zu Gunsten der letzten Anordnung herausgestellt. Ebenso ist das zur Strombahn benutzte Material ohne Einfluss befunden worden. Dennoch können Zweifel erhoben werden, ob z. B. durch Verwendung von Eisendrath zu den Windungen ebenso viel Magnetismus in dem Eisenkern erzielt werden würde, als wenn man unter sonst gleichen Umständen denselben mit Kupferdrathwindungen umgiebt. Dagegen lässt sich der Einfluss, welchen eine verschiedene Anordnung der Windungen übt, noch nicht in einfacher Weise formuliren, wenn schon manche dahin einschlagende Nachforschungen angestellt worden sind.

Was die Gestalt der Eisenkerne betrifft, so hat man fast nur gerade Cylinder untersucht, deren Länge grösser ist, als ihr Durchmesser, und dieses darum, weil eine gleiche Eisenmasse in cylindrischer Form mehr Magnetismus aufzunehmen im Stande ist, als in jeder andern prismatischen Gestalt. Hufeisenförmig gebogene Eisenkerne geben auf die Frage nach der Quantität des durch den Strom frei gewordenen Magnetismus weniger reine Antworten, indem die beiden entgegengesetzt polaren Schenkel schon durch ihre Nachbarschaft sich gegenseitig verstärken; sie bieten grösseres Interesse für die Messung der Tragkräfte dar, die mit dem Vertheilungsvermögen in nächster Beziehung stehen. Die Magnetisirung hohler Eisencylinder mag im nächsten Paragraphen besprochen werden. Die Abhängigkeit der magnetischen Quantität und des Momentes von einem verschiedenen Durchmesser der Eisenkerne ist der Gegenstand wiederholter Erörterungen gewesen. Einerseits hatten dieselben ergeben, dass beide den Durchmessern einfach proportional seien, andererseits aber war gefunden worden, dass sie den Quadratwurzeln aus den Durchmessern entsprächen. Wahrscheinlich ist jedoch, dass weder das eine, noch das andere Gesetz richtig ist, sondern dass sich dereinst ein complicirterer Zusammenhang herausstellen wird. Ebenso werden wir darüber im Dunkeln gelassen, in wie fern die beiden hier zu betrachtenden Functionen von der Länge der cylindrischen Eisenkerne abhängen. Nur soviel ist gewiss, dass die Quantität in stärkerm Verhältniss wächst als das Quadrat, und das Moment wie die Polarität in stärkerm als die einfache Länge.

I. Wie schon erwähnt, waren die ersten umfangreichern Untersuchungen über die Gesetze der Elektromagnete durch das praktische Bedürfniss veranlasst [1], wenn schon auch später zu erörternde Einzeluntersuchungen über die Tragkraft der Elektromagnete vorangegangen waren. Alle Versuche nämlich, den Elektromagnetismus anstatt der gefährlichen und umständlichen Dampfkraft zur Bewegung von Maschinen anzuwenden, scheiterten am Kostenpunkte. Der Nachweis LIEBIG's [2] über die Fruchtlosigkeit aller dahin einschlagenden Bemühmungen war so allgemeiner Natur, dass er lange Zeit nicht scheint beachtet worden zu sein. LIEBIG äusserte, dass ein Aequivalent zu erzeugender Kraft stets des Umsatzes von einem chemischen Aequivalente Stoff bedürfe, dass also die Oxydation eines Aequivalentes Zink in der galvanischen Säule keine grössere bewegende Kraft hervorzurufen im Stande sei, als die Oxydation eines Aequivalentes Kohle auf dem Herde einer Dampfmaschine. Da nun aber das Aequivalent des Zinkes beiläufig das Sechsfache von dem der Kohle wiegt, da ferner schon bei gleichen Gewichten das Zink in unverhältnissmässig höherm Preise steht als die Kohle, da endlich in der Säule zur Umsetzung kostbare Schwefelsäure benutzt wird, während auf dem Herde der Sauerstoff der atmosphärischen Luft die Oxydation der Kohle bewirkt: ist an eine Concurrenz der elektromagnetischen mit den Dampfmaschinen nicht zu denken. — Speciellere Nachweise hatten aber mittlerweile JACOBI und LENZ [3] gegeben, indem sie zuerst eine allgemeinere Entwickelung der Gesetze der Elecktromagnete in Angriff nahmen.

Zu jener Zeit waren die Mittel zur Messung galvanischer Ströme noch unvollkommen, sowie man auch noch keine galvanischen Ketten mit constanter Wirkung kannte. Als Messwerkzeug für die Stromstärke wurde eine Modification der von BECQUEREL [4] angegebenen elektromagnetischen Wage benutzt, die in *Fig. 68* (s. S. 104) skizzirt ist. An einem Wagebalken hingen zwei Magnetstäbe ns, $n_1 s_1$ mit nach unten gekehrten Nordpolen. Der eine befand sich über einer hohlen Spirale NS, der andere unter einer der ersten gleichen Spirale $N_1 S_1$. Der zu messende Strom

wurde durch beide Spiralen nach einander geführt. Die Polarität der Spiralen war so gerichtet, dass beide die Magnete abstiessen. Die Grösse dieser abstossenden Kraft wurde durch ein constantes, auf eine Seite der Wage aufgelegtes Gewicht compensirt, und dieses gab das Maass für die Stärke des Stromes. Um aber letztern stets constant zu erhalten, wurde durch mehr oder weniger tiefes Eintauchen der Erregerplatten in die Flüssigkeit das Gleichgewicht am Wagebalken gewahrt.

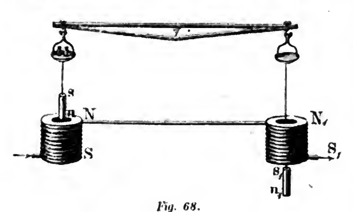


Fig. 68.

Der Strom bewegte sich von der Wage durch die magnetisirende Spirale, in welcher sich der cylindrische Eisenkern befand.

Um die Quantität des im Eisenkern erregten Magnetismus zu messen, wurde dieser mit einer andern von der Magnetisirungsspirale vollkommen gesonderten — der Inductionsspirale — ganz oder theilweise umgeben, und letztere mit einem Multiplicator in Verbindung gesetzt, an dem noch $1/10^0$ für die Ausweichung der Magnetnadel geschätzt werden konnte. Sobald nämlich, wie ein späterer Abschnitt noch näher nachweisen wird, Magnetismus oder ein galvanischer Strom in der Nähe einer geschlossenen Spirale erregt werden oder verschwinden, wird in derselben ein momentaner Strom — Inductionsstrom — hervorgerufen, dessen Stärke proportional ist der Quantität des entstehenden oder vergehenden Magnetismus, oder der Stärke des in Circulation gesetzten oder unterbrochenen benachbarten galvanischen Stromes. Im vorliegenden Falle wurde nur der verschwindende Magnetismus zur Messung benutzt, das Verfahren war also folgendes. War die Kette durch die Wage und die Magnetisirungsspirale bei geöffneter Inductionsleitung geschlossen, so wurden die Erregerplatten so weit in die Flüssigkeit gesenkt, bis die auf die Wage gelegten Gewichte die Wechselwirkung ihrer Magnete und Spiralen compensirten. Hierauf wurde die Inductionsleitung geschlossen und demnächst die Hauptleitung geöffnet. Der am Multiplicator der ersten beobachtete Ausschlag rührte nun her einestheils von dem in dem Eisenkerne verschwundenen Magnetismus, anderntheils von dem in der Magnetisirungsspirale unterbrochenen Strome. Um nun ein Maass für den vorhanden gewesenen Magnetismus allein zu haben, musste der Versuch ohne Eisenkern, aber bei gleicher Lage der Inductionsspirale wiederholt werden. Die Differenz zwischen der Stärke der in beiden Fällen beobachteten Inductionsströme war das Maass für den im Eisenkern vorhanden gewesenen Magnetismus. Der am Multiplicator beobachtete Ablenkungswinkel giebt aber nicht unmittelbar das Maass für die Stärke des Inductionsstromes. Vielmehr wird dieser, da er nur für einen Moment wirkt, so zu betrachten sein, als ob er beiden Polen der in dem Multiplicator-befindlichen Nadel einen Stoss ertheilt, infolge dessen dieselbe um einen Winkel $\sigma m s = \alpha$ (vergl. *Fig. 69*) von der Gleichgewichtslage ns abweicht. Dieser Winkel ist so gross, dass die Nadel, bei ihrer Rückkehr in die Gleichgewichtslage, daselbst mit einer Geschwindigkeit ankommt, die der Kraft proportional ist, mit welcher sie der stossende Strom aus dieser Gleichgewichtslage trieb. Das Maass dieser Geschwindigkeit ist aber nach den Gesetzen des Pendels die Quadratwurzel aus der Länge so oder $\sqrt{1 - \cos\alpha}$ oder $\sin\frac{1}{2}\alpha$, und demgemäss ist die Stärke des Inductionsstromes

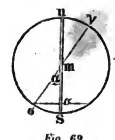


Fig. 69

$$K = c \cdot \sin\frac{1}{2}\alpha,$$

wenn c einen aus den Versuchen zu ermittelnden constanten Coefficienten bedeutet.

II. Zur Erörterung der Abhängigkeit des im Eisen erregten Magnetismus von der Stromstärke wurde die Wage in acht Abstufungen mit 3300 Milligrammen bis 400 Milligrammen belastet, sodass die angewandten äussersten Stromstärken sich verhielten wie 8,25 : 1. Der durch diese Ströme hervorgerufene Magnetismus wurde an sechs verschiedenen Eisencylindern gemessen, welche bei einer Länge von 8 Zoll englisch (203,19 Millimeter) in ihrem Durchmesser von halbem zu halbem Zoll zwischen $1/2$ Zoll und 3 Zoll (12,7 Millimeter bis 76,2 Millimeter) variirten. Das Ergebniss war, dass für den Umfang dieser Versuche die Quantität des im weichen Eisen durch galvanische Ströme hervorgerufenen Magnetismus diesen Strömen proportional sei.

Eine Aenderung der Windungszahl bei sonst gleich bleibenden Umständen zeigte, dass die Totalwirkung sämmtlicher, einen Eisenkern umgebenden Windungen gleich der Summe der Wirkungen der einzelnen Windungen sei.

Versteht man nun unter galvanischem Effect das Product aus der Stromstärke in die Windungszahl, so lassen sich die beiden so eben aufgestellten Sätze dahin zusammenfassen, dass für den Umfang dieser Versuche die in einem Cylinder von weichem Eisen hervorgerufene Quantität von Magnetismus dem galvanischen Effect der umgebenden elektrodynamischen Spirale proportional sei.

III. Was hier für die Quantität gesagt wurde, fand ich für das Moment durch eine vollkommen andere Untersuchungsmethode mit grosser Annäherung bestätigt [5]. Ueber der Mitte einer horizontalen, in der magnetischen Ostwestlinie befestigten, in Centimeter getheilten Skale schwebte eine 20 Millimeter lange horizontale Magnetnadel unter einer Glasglocke. Zur bessern Beurtheilung der Ablenkungen war dieselbe in ein 58 Millimeter langes, an beiden Enden zugespitztes Papierschiffchen gelegt. Links von dieser Nadel wurde in gemessenem Abstand eine galvanische Spirale von 346 in acht Lagen vertheilten Kupferdrathwindungen aufgestellt, deren Axe in der Richtung der Skale und in der Höhe der Nadel lag. Der von den Windungen umkreiste, 40 Millimeter im Durchmesser haltende Hohlcylinder diente zur Aufnahme der cylindrischen Eisenkerne. Dieselben hatten alle die gleiche Länge von 110 Millimeter, und ihre Durchmesser variirten in sechs Abstufungen zwischen 30,2 Millimeter und 13,7 Millimeter. Bewegte sich durch die Spirale ein galvanischer Strom, so bewirkte sie eine Ablenkung der schwebenden Nadel. Diese Ablenkung wurde durch einen kleinen permanenten Magnetstab vom Moment $I_1 = 10588000$ compensirt, der auf der rechten Seite der Skale, parallel zu derselben und in gleicher Höhe der Nadel, letzterer so lange angenähert wurde, bis sie wieder genau in ihrer Südnordrichtung einspielte.

Bezeichnet nun r den Abstand der Mitte des Elektromagneten von der als verschwindend klein betrachteten Nadel, bezeichnet a den Abstand eines Poles von der Mitte desselben und I die Intensität der Wirkung eines Poles auf die Nadel in der Einheit der Entfernung, so wird der der Nadel zunächst liegende Pol mit einer Intensität $\frac{I}{(r-a)^2}$ auf dieselbe wirken, der entferntere, entgegengesetzte Pol aber mit einer Intensität $\frac{-I}{(r+a)^2}$. Beide wirken mit der Summe dieser Werthe. Bezeichnen ferner I_1, ρ und α die entsprechenden Werthe für den compensirenden Magnetstab, so ist seine Wirkung $I_1\left[\frac{1}{(\rho-\alpha)^2}-\frac{1}{(\rho+\alpha)^2}\right]$. Ist aber durch die

Wirkung beider, des Elektromagneten und des Stabmagneten, die Nadel wieder in die Gleichgewichtslage gebracht, so sind jene beiden Werthe einander gleich. Und wird die Intensität der Wirkung des Stabmagneten $I_1 = 1$ gesetzt, so ist

$$I\left[\frac{1}{(r-a)^2} - \frac{1}{(r+a)^2}\right] = \frac{1}{(\rho-\alpha)^2} - \frac{1}{(\rho+\alpha)^2}.$$

Für nicht zu geringe Abstände des galvanischen und des permanenten Magneten von der Nadel kann man ohne merklichen Fehler a und α den halben Längen derselben gleich setzen. Der auf diese Weise gewonnene Ausdruck von I ist aber nichts anderes, als das Moment des Elektromagneten, wenn man das des Stabmagneten $= 1$ setzt. — Ist nun auf diese Weise der Werth des Momentes für den Magnetismus des Eisenkernes und für die Spirale zugleich bestimmt, so erhält man den für den Eisenkern allein, wenn man in analoger Weise das Moment der Spirale allein ohne eingeschobenen Eisenkern ermittelt und von dem Momente des ganzen Elektromagneten abzieht. Dieser letzte Werth ist aber der Stromstärke proportional, also ein Ausdruck für dieselbe.

Die auf diesem Wege gewonnenen Ergebnisse sind in *Fig. 70* graphisch dargestellt, so zwar, dass die Abscissen den Stärken der angewandten Ströme zwischen 0,11 und 8,50 entsprechen, die Ordinaten aber dem magnetischen Momente der Eisenkerne. Die verschiedenen Curven wurden durch die verschiedenen Eisencylinder gewonnen, deren Durchmesser D am Rande bemerkt sind.

Fig. 70.

Diese Curven lassen sich mit einiger Annäherung als gerade Linien betrachten, bestätigen also auch für das Moment das oben für die Quantität des Magnetismus ausgesprochene Gesetz von Jacobi und Lenz. Bei näherer Betrachtung zeigt sich jedoch, dass alle, und namentlich die durch die schwächern Stäbe gewonnenen, sich für die grössern Stromstärken der Abscissenaxe zuneigen, dass also der durch grössere Stromstärke gewonnene Magnetismus verhältnissmässig geringer ist, als der durch geringe Ströme frei gewordene. Und so muss es auch sein; würde das Eisen bei zunehmender Stromstärke nicht endlich mit Magnetismus gesättigt werden, so müsste man durch einen dünnen Drath eine unverhältnissmässige Menge von Magnetismus erzielen können, wenn man nur den um ihn circulirenden Strom immer weiter und weiter verstärkte. Dieses ist aber undenkbar. In Wahrheit haben ausführlichere Versuche gezeigt, dass das Eisen endlich zu einem magnetischen Sättigungspunkte gelangt. Von diesem mag ein späterer Paragraph handeln; bis dahin mag das obige Gesetz für die Quantität des Magnetismus auch für das Moment desselben mit den beigefügten Beschränkungen gelten. Das aus einem Eisencylinder hervorgehende magnetische Moment ist also für den Umfang dieser Versuche dem galvanischen Effect der umgebenden elektrodynamischen Spirale proportional.

Die Erörterung des innern Grundes, dass beide Werthe, sowohl Quantität als Moment, hier denselben Gesetzen gehorchen, mag bis gegen den Schluss dieses Paragraphen aufgespart werden.

IV. Die Untersuchungen von Jacobi und Lenz verbreiteten sich ferner über den Einfluss der Dicke des Drathes und der Weite der Windungen. Die Dicke des Drathes war auf den entwickelten Magnetismus ohne Einfluss, wenn nur im dicken und dünnen Drathe Ströme von genau derselben Stärke circulirten. Ingleichen wurde nachgewiesen, dass die Weite der Windungen einer elektromagnetischen Spirale ohne wesentlichen Einfluss auf den entwickelten Magnetismus sei. Ein kleiner Unterschied zum Nachtheile der weiten Windungen erklärt sich daraus, dass die in einer Windung thätige galvanische Kraft ihr magnetisches Vertheilungsvermögen nicht blos auf diejenigen Theilchen des Eisenkernes beschränken, welche in ihrer Ebene liegen, sondern dass sich ihre magnetisirende Wirkung noch eine beträchtliche Entfernung über diese Ebene hinaus erstreckt. Ist aber dieses der Fall, so leuchtet ein, dass namentlich die gegen das Ende liegenden Windungen einer weiten Spirale eine verhältnissmässig geringere Anzahl von magnetisirbaren Theilchen abseits von ihrer Ebene vorfinden werden, als die entsprechenden Windungen einer den Eisenkern eng umschliessenden Spirale.

Aus diesen Thatsachen ergiebt sich aber eine interessante Folgerung. Vorerst lässt sich daraus erschliessen, dass man durch weite Windungen keine merkliche Einbusse an Magnetismus haben wird gegen enge, wenn in beiden Fällen nur so viel magnetisirbare Eisentheilchen vorhanden sind, dass der nach dem Vorigen stets stattfindende Verlust nicht mehr in Betracht kommt. Nehmen wir zu dem Ende an, dass (*Fig. 71*) gk und GK zwei concentrische kreisförmige Strombahnen von verschiedenen Halbmessern cg und cG seien, und dass sich in der Axe derselben eine lange Eisenstange $d_{,}cd$ befinde. Nehmen wir ferner an, es sei das magnetische Vertheilungsvermögen auf jeder Seite derselben so beschaffen, dass seine Wirkung jenseit des Winkels $\varphi = ngc = NGc$ nicht mehr wahrgenommen werden könne, dann wird im vorliegenden Falle die entferntere Strombahn dieselbe Quantität von Magnetismus in $d_{,}d$ erregen, als die nähere, denn beide finden im ganzen Bereiche ihrer Wirkung magnetisirbare Theilchen vor. — Es lässt sich dadurch aber auch nachweisen, dass das Vermögen eines Kreisstromes, Magnetismus in den einzelnen Theilchen des weichen Eisens zu erregen, nach denselben Gesetzen geschieht, nach welchen ein solcher Kreisstrom schon magnetisirte Theilchen anzieht oder abstösst. Für die Intensität der letztern Wirkung fanden wir in §. 10 (Erster Abschnitt) den Ausdruck

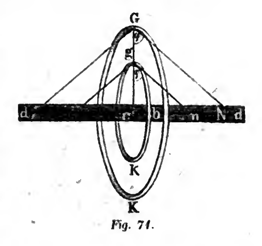


Fig. 71.

$$I = mS \frac{2\pi R^2}{(R^2 + D^2)^{\frac{3}{2}}},$$

wo m das magnetische Moment des magnetischen Theilchens, S die Stromstärke, R den Halbmesser der Kreisbahn, und D den Abstand des in der Axe befindlichen Theilchens von dem Mittelpunkte der Strombahn bedeutete. Nehmen wir nun vorerst an, dass irgend ein Theilchen der Eisenstange $d_{,}d$ von der Länge dx, welches sich in einem Abstande $cb = x$ von dem Mittelpunkte der Strombahnen befindet, nach denselben Gesetzen magnetisirt würde, nach welchen es angezogen wird, wenn es schon magnetisirt worden ist, so wird die Quantität des in ihm vertheilten Magnetismus dM proportional sein dem Quadrate des Halbmessers $r = cG$ oder $= cg$ der magnetisirenden Windung, ferner proportional der Länge dx des betrachteten Theilchens, und umgekehrt proportional der dritten Potenz seines Ab-

standes $(r^2 + x^2)^{\frac{1}{2}}$ von der Peripherie der Strombahn, also ist, wenn C eine Constante bedeutet,

$$dM = C \frac{r^2\,dx}{(r^2+x^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Die Quantität M des auf der ganzen einen Seite der Strombahn vertheilten Magnetismus ergiebt sich aber durch Integration dieses Werthes. Da nun jenseit des Winkels φ, der obigen Annahme gemäss, die magnetische Vertheilung verschwindend klein sein soll, so ist blos zwischen den Grenzen $x = 0$ und $x = r\,\mathrm{tg}\,\varphi$ zu integriren. Demgemäss ist

$$M = Cr^2 \int_{x=0}^{x=r\,\mathrm{tg}\,\varphi} \frac{dx}{(r^2+x^2)^{\frac{3}{2}}}$$

$$= \left\{ C \frac{x}{\sqrt{r^2+x^2}} \right\}_{x=0}^{x=r\,\mathrm{tg}\,\varphi}$$

$$= C \frac{\mathrm{tg}\,\varphi}{\sqrt{1+\mathrm{tg}^2\,\varphi}}$$

Dieses heisst aber, dass unter der gemachten Annahme die zur Vertheilung gekommene Quantität von Magnetismus unabhängig ist von dem Halbmesser der Strombahn, und nur abhängig von der ganz willkürlichen Grösse des Winkels φ. Der Werth von M bleibt also unter den gemachten Voraussetzungen derselbe, ob die grössere Strombahn GK oder die kleinere gk ihr magnetisches Vertheilungsvermögen auf die Eisenstange $d_{,}d$ wirken liess. Da aber nach den besprochenen Versuchen gleich viel Magnetismus durch weite wie durch enge Windungen vertheilt wird, so ist dargethan, dass die durch einen Kreisstrom in einem in seiner Axe befindlichen Eisentheilchen erregte Quantität von Magnetismus proportional ist der Kraft, mit welcher dieser Strom ein schon magnetisches, in derselben Lage befindliches Theilchen anzieht oder abstösst.

Lenz und Jacobi [6] „glaubten sich der Untersuchung über den Einfluss der verschiedenen Substanz der Dräthe auf die Magnetisirung überheben zu können, da sich dieselben nur durch ihre Leitungsfähigkeit für die galvanischen Ströme unterschieden." Dennoch dürfte dieser Meinung nicht allgemein beigestimmt werden. Unterscheiden sich die verschiedenen Substanzen dem galvanischen Strome gegenüber allerdings nur durch ein verschiedenes Leitungsvermögen, so muss doch andererseits hier auch ihre Fähigkeit, Magnetismus aufzunehmen, in Betracht gezogen werden. Versuche, welche ich mit Spiralen aus Eisendrath anstellte, gaben unter sonst gleichen Umständen ganz andere Resultate, als Versuche mit Kupferdrathspiralen. Namentlich stellten sich grosse Verschiedenheiten heraus, wenn die Spiralen in mehren Lagen den Eisenkern umgaben. Sind auch diese Versuche nicht so weit gediehen, um das Gesetzmässige der Unterschiede nachzuweisen, so ist doch ein Erklärungsgrund darin zu suchen, dass eine Hülle aus magnetischer Substanz,

welche den Eisenkern unmittelbar umgiebt, denselben vor der Einwirkung des äussern galvanischen Stromes gewissermassen schützt, ein anderer aber darin, dass eine ähnliche Hülle ausserhalb der magnetisirenden Spirale die Quantität des Magnetismus im Eisenkern erhöht. Bietet nun auch eine aus mehren Lagen bestehende Eisendrathspirale keine continuirlichen Hüllen dar, so dürfte doch der schützende Einfluss der innern Drathlagen gegen die umgebenden Windungen und der verstärkende Einfluss der äussern Drathlagen gegen die innern die beobachteten sehr merklichen Unterschiede veranlasst haben.

V. Betrachteten wir im Vorigen diejenigen Einflüsse, welche den erregenden Antheil eines Elektromagneten betreffen, so mögen jetzt die Gesetze behandelt werden, welche im Gefolge sind von Aenderungen am magnetisirten Antheile dieses Apparates; und zwar mag der Einfluss der Dicke des Eisenkernes auf den in ihm erregten Magnetismus zuvörderst erwogen werden. Auch hier haben wir Jacobi und Lenz [7] die ersten Untersuchungen zu danken. Zwei aufgeschlitzte Hohlcylinder von Messing waren mit Kupferdrath umwunden und wurden über einander geschoben. Der äussere diente als Inductionsspirale und führte zum Multiplicator, der innere nahm den zu magnetisirenden Kern auf und wurde durch die messenden Spiralen der Wage, wie bei den frühern Untersuchungen, mit dem Rheomotor in Verbindung gesetzt. Zehn Eisencylinder von gleicher Länge und

$$1/6,\ 1/3,\ 1/2,\ 2/3,\ 5/6,\ 1,\ 1\tfrac{1}{2},\ 2,\ 2\tfrac{1}{2},\ 3 \text{ Zoll englisch}$$

im Durchmesser wurden bei zwei verschiedenen Stromstärken geprüft, und gaben das in *Fig. 72* graphisch dargestellte Resultat. Die beiden Curven dieser Figur sind respective auf die Abscissenaxen xx und $\alpha\xi$ bezogen. Die in x und α beginnenden Abscissen sind den Durchmessern der Cylinder, die Ordinaten aber den in den Eisenkernen gewonnenen Quantitäten von Magnetismus proportional. Das Maass der letztern war wie früher die Stärke des beim Unterbrechen der magnetisirenden Leitung in der Inductionsleitung entstehenden Stromes, nach Abzug desjenigen Inductionsstromes, den die Spirale ohne eingelegten Eisenkern hervorrief. Die Stärke des letztern entspricht für die untere Curve der Ordinate xo. Beide Curven können im grössten Theile ihres Verlaufes mit einiger Annäherung als gerade Linien betrachtet werden.

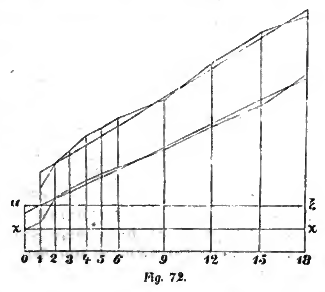


Fig. 72.

Nur die Ordinaten der dünnsten Cylinder weichen auffallend von derselben ab. Mit Ausnahme dieser letzten Werthe wurde nach der Methode der kleinsten Quadrate die wahrscheinlichste gerade Linie für die Ergebnisse der übrigen Ordinaten jeder der beiden Curven ermittelt, und diese in die Figur eingezeichnet. Die kleinern Abweichungen der Curven von den respectiven Geraden sind durch verschiedene Fehlerquellen, namentlich aber durch die verschiedenen benutzten Eisensorten erklärlich, und so dürfte es gerechtfertigt sein, aus diesen Versuchen zu schliessen, dass bei massiven Eisencylindern von gleicher Länge und von mehr als $1/3$ Zoll Durchmesser die Zunahmen der durch galvanische Ströme von gleicher Stärke und durch Spiralen von gleicher Windungszahl erregten Quantitäten von Magnetismus den Durchmessern dieser Cylinder proportional sind. Der Originalabhandlung zufolge werden nicht die Zunahmen der Magnetismen, sondern die Magnetismen selbst den Durchmessern

der Cylinder proportional geschätzt. Doch dürfen wir uns diese Abweichung in dem allgemeinen Schlusse erlauben, indem die ursprüngliche Fassung verlangen würde, dass die aus den Beobachtungen gefolgerte Gerade rückwärts verlängert in dem Coordinatenanfangspunkt einschneiden müsste, was augenscheinlich nicht der Fall ist. Vielmehr zeigt das Verhalten, namentlich der Ordinaten 1., dass die Curven selbst sich im Bogen diesem Punkte zuneigen.

Das hier ausgesprochene Gesetz für die Quantität des Magnetismus fand ich [5] bei einer Prüfung nach der oben unter III. mitgetheilten Untersuchungsmethode auch bei einem weit grössern Umfange der angewandten Ströme, wenn schon für einen geringern Umfang der Durchmesser der angewandten Eisenkerne, auch für das Moment vollkommen bestätigt. In *Fig.* 73 sind die Ergebnisse dieser Beobachtungen ähnlich, doch nach einem andern Maassstabe dargestellt, wie die vorigen von Jacobi und Lenz. Die einzelnen Curven sind durch sechs verschiedene Stromstärken zwischen $S = 0,110$ und $8,499$ gewonnen worden. Die Durchmesser der sechs gebrauchten Cylinder betrugen zwischen 13,7 Millimeter und 30,2 Millimeter (während die der von Jacobi und Lenz benutzten Cylinder zwischen 4,2 Millimeter und 76,2 Millimeter variirten). Die Curven nähern sich alle noch viel vollkommener geraden Linien an, als die der vorigen Figur, obschon dieselben rückwärts in der Form von Geraden verlängert um so weniger in den Coordinatenanfangspunkt 0 einschneiden, als die den Curven zugehörigen Stromstärken grösser sind. Diese Thatsache deutet darauf hin, dass wenn sich die Versuche über noch dünnere Eisenkerne verbreitet hätten, als die angewandten, die für dieselben gefundenen Momente in stärkerm Verhältniss abnehmen müssten, als die der Proportionalität zum Durchmesser.

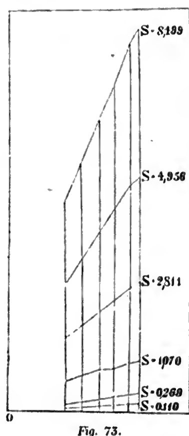


Fig. 73.

Aus diesen letzten Erwägungen und aus einer später zur Sprache kommenden empirischen Formel schloss Müller (Freiburg) [8]: „soweit man den Stabmagnetismus der Stromstärke proportional setzen kann, ist der durch gleiche Ströme in verschiedenen Eisenstäben erzeugte Magnetismus der Quadratwurzel aus dem Stabdurchmesser proportional". In Betracht aber, dass der in Rede stehenden Formel nur der Werth einer empirischen Formel beigemessen werden wird, in Betracht ferner, dass dieselbe aus Versuchen erschlossen ist, die zu einem abseits liegenden Zweck angestellt worden waren, in Betracht endlich, dass die der Formel zu Grunde liegende, sonst umfangreiche Versuchsreihe nur mit vier Eisencylindern von verschiedenen Durchmessern (zwischen 9 und 44 Millimeter) angestellt worden ist: lässt sich aus Müller's Versuchen nicht mit Sicherheit erweisen, ob gerade die Proportionalität zur Quadratwurzel der Durchmesser das fragliche Gesetz ausdrückt. Wäre dieses der Fall, so müssten die Curven der beiden letzten Figuren Parabeltheilen entsprechen, mit solchen sind sie aber noch schwieriger in Uebereinstimmung zu bringen, als mit geraden Linien.

Zur Entscheidung des so angeregten Streites hat Dub [9] Versuche in zweifacher Weise angestellt. Einmal beobachtet er die Ablenkung, welche eine kleine Declinationsnadel durch einen senkrecht auf ihrer Richtung stehenden Elektromagneten erleidet, und setzt die Tangente des Ablenkungswinkels dem Momente desselben proportional. Das Moment des Eisenkernes allein wurde nach Abzug der Wirkung

der Spirale allein gefunden. Die ausgezogenen Linien der *Fig.* 74 geben die Resultate von zwei Versuchsreihen. Die Abscissen sind den Durchmessern, die Ordinaten den gefundenen Momenten der Eisenkerne proportional. S bedeutet die Stromstärke, L_m die Länge des Eisenkernes und A_b den Abstand der Bussole von dem nächsten Ende des Magneten. — Nach einer andern Beobachtungsmethode wurden die punktirten Curven gefunden. Es wurden nämlich die benutzten Magnete an einer Wage aufgehangen, sodass ihre untern Enden in dem hohlen Raum einer flachen feststehenden Spirale, ohne dieselbe zu berühren, schwebten. Es ist, wie noch bei einer spätern Gelegenheit nachgewiesen wird, die Kraft, mit welcher unter diesen Umständen der Eisenkern in die Spirale hineingezogen wird, dem Quadrate des in demselben frei gewordenen Magnetismus proportional. Diese Kraft kann aber an der Wage durch aufgelegte Gewichte gemessen werden. Ist nun der freie Magnetismus der Quadratwurzel aus dem Kerndurchmesser proportional, so wird jene durch Gewichte ausgedrückte Kraft diesen Durchmessern einfach proportional sein müssen. Demgemäss müssten also die ausgezogenen Linien Parabelbogen und die punktirten Linien Geraden entsprechen. Beides tritt aber nicht hervor. Ebenso zeigen auch die in der Originalabhandlung berechneten Quotienten aus den beobachteten Wirkungen, respective durch die Quadratwurzeln der Stabdurchmesser, oder im zweiten Falle, durch die Durchmesser selbst, eine regelmässige Zunahme, anstatt constanten Grössen zu entsprechen, zum Beweise, dass die Magnetismen in grösserm Verhältnisse wachsen, als die Quadratwurzeln aus den Stabdurchmessern.

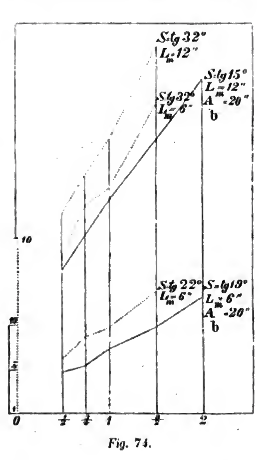


Fig. 74.

Alle diese Untersuchungen bringen uns aber zu der Ueberzeugung: die durch gleiche Ströme in verschieden dicken cylindrischen Eisenstäben von gleicher Länge hervorgerufenen Quantitäten und Momente des Magnetismus wachsen in geringerm Verhältnisse als die Durchmesser, aber in grösserm als die Quadratwurzeln dieser Durchmesser. Das Gesetz der Abhängigkeit beider Grössen von einander ist noch nicht nachgewiesen.

VI. Was hier über die Abhängigkeit des Magnetismus von der Dicke der Eisenkerne gesagt werden musste, gilt noch in viel grösserm Maasse von der Abhängigkeit desselben von der Länge der Kerne. Nur die schönen Untersuchungen von Jacobi und Lenz [7] über die wahre Vertheilung des Magnetismus in Eisenstangen, die der ganzen Länge nach mit galvanischen Spiralen bedeckt sind, in Verbindung mit denen von van Rees [10] über die Vertheilung des Magnetismus in Magneten, geben einigen Anhalt. — Die hier zu besprechenden Versuche von Jacobi und Lenz sind wiederum nach der Methode angestellt, die schon unter I. beschrieben wurde. Es berechtigen die bisherigen Versuche zu der Annahme, dass, beim Unterbrechen des Stromes in dem inducirenden Drathe, der in irgend einer Abtheilung der Inductionsspirale entstehende Strom proportional ist der ganzen Quantität des magnetischen Fluidums, welches an der unter der Abtheilung der Inductionsspirale befindlichen Eisenschicht vertheilt gewesen ist. Vorausgesetzt wird dabei immer, dass von der Intensität des beobach-

teten Inductionsstromes diejenige in Abzug gebracht worden ist, welche die Magnetisirungsspirale allein hervorruft. Besondere Versuche überzeugten, dass der Einfluss der Nachbarschichten des Eisenkernes auf die betrachtete Abtheilung der Inductionsspirale so schwach ist, dass er vernachlässigt werden kann. Es wurden nun sieben gleichdicke Eisenkerne von

$$1,\ 1^1/_2,\ 2,\ 2^1/_2,\ 3,\ 3^1/_2 \text{ und } 4 \text{ Fuss englisch}$$

Länge benutzt. Sie wurden in eine 4 Fuss lange galvanische Spirale mit 696 Kupferdrathwindungen gelegt und durch diese magnetisirt. Für die kürzern Eisencylinder wurde der wirksame Antheil der Spirale durch ein auf deren Windungen geklemmtes, mit einem Pole des Rheomotors in Verbindung stehendes Metallstäbchen bis zur Länge des Stabes verkürzt. Die Inductionsspirale war nur 1 Zoll lang und enthielt 123 Windungen. Sie war so weit, dass sie über der erregenden Spirale verschoben werden konnte, um so die Quantität des Magnetismus jeder einzelnen, 1 Zoll breiten Schicht des Eisenkernes zu messen. Die einzelnen Versuche ergaben nun Folgendes:

Wurde die Inductionsspirale in gleichen Abständen rechts und links von der Mitte des Eisenkernes aufgestellt, so war im Allgemeinen bei gleicher Stärke des inducirenden Stromes der in ihr inducirte nicht genau gleich stark. Die beobachteten geringen Unterschiede erklären sich durch verschiedene Qualitäten des Eisens an verschiedenen Stellen, und wurden durch Berechnung des Mittels aus beiden Werthen eliminirt. Die so gefundenen Mittel der an dem Galvanometer beobachteten Ablenkungswinkel α sind zur Hälfte in den zweiten Columnen der nachfolgenden Tabellen aufgeführt, während die ersten Columnen diejenigen Abstände von der Mitte der Eisencylinder in halben Zollen enthalten, über denen sich die Mitte der Inductionsspirale befand. Die dritten Columnen enthalten die hiernach beobachteten Quantitäten $= \sin\frac{1}{2}\alpha$ des an diesen Stellen des Eisenkernes erregten Magnetismus. Zeichnet man die letzten Werthe, wie es in *Fig. VIII.* geschehen ist, in der Form von Curven ein, so zwar, dass die von 0 anfangenden Abscissen den Abständen z der Mitte der Inductionsspirale von der Mitte des Eisenkernes in halben Zollen proportional sind, die Ordinaten aber den daselbst beobachteten Quantitäten $y = \sin\frac{1}{2}\alpha$ des Magnetismus, so zeigt der Augenschein, dass alle sieben so gewonnenen Curven der Parabel sehr ähnlich sind. Jacobi und Lenz berechneten die Beobachtungen somit nach der Formel

$$z = a - by^2$$

und fanden eine ziemliche Uebereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung. Die Art jedoch, der immerhin stattfindenden Abweichungen, bewog van Rees die dargestellten Curven als Kettenlinien zu betrachten und sie nach der Formel

$$z = a - b\,(\mu^x + \mu^{-x})$$

zu berechnen, wie auch schon Biot es für wahrscheinlich hielt, dass die Kettenlinie der Vertheilungscurve der magnetischen Quantitäten entspräche. Die vierten Columnen der Tabellen enthalten nun die hiernach gefundenen Werthe, während die nach der Methode der kleinsten Quadrate berechneten Constanten a, b und μ in der Ueberschrift jeder Tabelle angegeben sind.

Tabelle 1. Länge der Stange 1 Fuss. Anzahl der elektromagnetischen Windungen 153.

$a = 0{,}09363$; $\lg b = 8{,}04910$; $\lg \mu = 0{,}06940$.

Entfernung von der Mitte in halben Zollen.	Halber Ablenkungswinkel beobachtet.	Quantität des Magnetismus	
		beobachtet.	berechnet.
0	4°. 6′,75	0,07171	(0,07123)
1	—	—	0,07095
3	3 · 55,5	0,06867	0,06860
5	3 · 37,5	0,06322	0,06369
7	3 · 8,25	0,05528	0,05556
9	2 · 31,5	0,04416	0,04365
11	1 · 27	0,02530	0,02676
12	—	—	0,01579
		Summe	= 0,32921

Tabelle 2. Länge der Stange 1′,5. Anzahl der Windungen 228.

$a = 0{,}18675$; $\lg b = 8{,}41921$; $\lg \mu = 0{,}04349$.

Entfernung von der Mitte in halben Zollen.	Halber Ablenkungswinkel beobachtet.	Quantität des Magnetismus	
		beobachtet.	berechnet.
0	7°. 45′	0,13485	(0,13427)
1	—	—	0,13398
3	7 · 35,6	0,13213	0,13185
5	7 · 20,25	0,12771	0,12752
7	7 · 53,6	0,12001	0,12080
9	6 · 21,75	0,11081	0,11144
11	5 · 40,5	0,09888	0,09903
13	4 · 45,75	0,08301	0,08310
15	3 · 31,6	0,06354	0,06299
17	2 · 4,5	0,03621	0,03787
18	—	—	(0,02581)
		Summe	= 0,90858

Tabelle 3. Länge der Stange 2 Fuss. Anzahl der Windungen 303.
$a = 0{,}31671$; $\lg b = 8{,}73815$; $\lg \mu = 0{,}02916$.

Entfernung von der Mitte in halben Zollen.	Halber Ablenkungswinkel beobachtet.	Quantität des Magnetismus	
		beobachtet.	berechnet.
0	12°· 0′,7	0,20811	(0,20711)
1	—	—	0,20702
3	11 · 53,6	0,20608	0,20504
5	—	—	0,20237
7	11 · 11,6	0,19412	0,19495
9	—	—	0,18667
11	10 · 3,7	0,17470	0,17602
13	—	—	0,16321
15	8 · 27,4	0,17706 (?)	0,14692
17	7 · 18,4	0,12717	0,12790
19	6 · 3,7	0,10559	0,10546
21	4 · 35,2	0,07997	0,07921
23	—	0,04557	0,04868
24	—	—	(0,03164)
		Summe	= 1,84345

Tabelle 4. Länge der Stange 2,5 Fuss. Anzahl der Windungen 377.
$a = 0{,}40588$; $\lg b = 8{,}77625$; $\lg \mu = 0{,}02590$.

Entfernung von der Mitte in halben Zollen.	Halber Ablenkungswinkel beobachtet.	Quantität des Magnetismus	
		beobachtet.	berechnet.
0	16°· 42′	0,28736	(0,28652)
1	—	—	0,28619
3	—	—	0,28451
5	16 · 21	0,28150	0,28094
7	—	—	0,27584
9	15 · 34	0,26836	0,26864
11	—	—	0,25976
13	14 · 22	0,24813	0,24863
15	—	—	0,23533
17	12 · 39	0,21899	0,21956
19	—	—	0,20114
21	10 · 19	0,17909	0,17996
23	—	—	0,15525
25	7 · 21	0,12798	0,12706
27	—	—	0,09502
29	3 · 10	0,05524	0,05843
30	—	—	(0,03842)
		Summe	= 3,17626

Tabelle 5. Länge der Stange 3 Fuss. Anzahl der Windungen 450.
$a = 0{,}49598$; $\lg b = 8{,}79986$; $\lg \mu = 0{,}02354$.

Entfernung von der Mitte in halben Zollen.	Halber Ablenkungswinkel beobachtet.	Quantität des Magnetismus beobachtet.	Quantität des Magnetismus berechnet.
0	21°· 35′	0,36785	(0,36974)
1	—	—	0,36965
3	21 · 31	0,36677	0,36812
5	—	—	0,36517
7	21 · 9	0,36081	0,36054
9	—	—	0,35451
11	20 · 28	0,34966	0,34666
13	—	—	0,33719
15	19 · 9	0,32804	0,32584
17	—	—	0,31238
19	17 · 14	0,29626	0,29682
21	—	—	0,27889
23	14 · 53	0,25685	0,25854
25	—	—	0,23577
27	12 · 1	0,20820	0,20877
29	—	—	0,17913
31	8 · 25	0,14637	0,14579
33	—	—	0,10813
35	3 · 33	0,06192	0,06598
36	—	—	(0,04310)
		Summe	= 4,91728

Tabelle 6. Länge der Stange 3,5 Fuss. Anzahl der Windungen 524.
$a = 0{,}64838$; $\lg b = 9{,}02921$; $\lg \mu = 0{,}01730$.

Entfernung von der Mitte in halben Zollen.	Halber Ablenkungswinkel beobachtet.	Quantität des Magnetismus beobachtet.	Quantität des Magnetismus berechnet.
0	25°· 46′	0,43471	(0,43445)
1	—	—	0,43430
3	—	—	0,43294
5	25 · 28	0,42999	0,43051
7	—	—	0,42609
9	24 · 55	0,42130	0,42050
11	—	—	0,41360
13	23 · 58	0,40620	0,40514
15	—	—	0,39513
17	22 · 32	0,38322	0,38349
19	—	—	0,37022
21	20 · 43	0,35375	0,35511
23	—	—	0,33822
25	18 · 39	0,31979	0,30924
27	—	—	0,29834
29	15 · 57	0,27480	0,27514
31	—	—	0,24956
33	12 · 46	0,22098	0,22155
35	—	—	0,19063
37	9 · 3	0,15730	0,15672
39	—	—	0,12004
41	3 · 32	0,06163	0,07991
42	—	—	(0,05840)
		Summe	= 6,71638

Tabelle 7. Länge der Stange 4 Fuss. Anzahl der Windungen 596.

$a = 0{,}72682$; $\lg b = 9{,}00172$; $\lg \mu = 0{,}01692$.

Entfernung von der Mitte in halben Zollen.	Halber Ablenkungswinkel beobachtet.	Quantität des Magnetismus beobachtet.	Quantität des Magnetismus berechnet.
0	31°. 48′	0,52690	(0,52602)
1	—	—	0,52592
3	31 . 44	0,52596	0,52462
5	—	—	0,52221
7	31 . 22	0,52051	0,51851
9	—	—	0,51356
11	30 . 20	0,50503	0,50579
13	—	—	0,49585
15	29 . 21	0,49014	0,49074
17	—	—	0,48036
19	27 . 54	0,46793	0,46846
21	—	—	0,45499
23	26 . 5	0,43968	0,43987
25	—	—	0,42301
27	23 . 45	0,40275	0,40430
29	—	—	0,38365
31	21 . 10	0,36108	0,36088
33	—	—	0,33592
35	18 . 0	0,30902	0,30857
37	—	—	0,27868
39	14 . 20	0,24756	0,24706
41	—	—	0,21054
43	9 . 49,5	0,17078	0,17186
45	—	—	0,12991
47	3 . 57	0,06888	0,08556
48	—	—	(0,05992)
		Summe =	9,28082

Diese Tabellen zeigen nun, dass die Unterschiede zwischen den beobachteten und berechneten Werthen im Allgemeinen in die Grenzen der Beobachtungsfehler fallen. Die berechneten Werthe sind in der Figurentafel durch punktirte Linien angedeutet, und hier wird es augenscheinlich, dass die Differenzen in dem Maassstabe der Zeichnungen kaum angegeben werden können. Nur nach den Enden der Stäbe hin wird der Unterschied bemerklich, und zwar derart, dass die Kettenlinie stets ausserhalb der beobachteten Curve fällt, um so mehr, je länger die Eisenstäbe sind. Wir dürfen es also als erwiesen ansehen, dass die Quantität des durch galvanische Ströme in den einzelnen Schichten cylindrischer Eisenkerne erregten Magnetismus sich annähernd verhält wie die Ordinaten einer Kettenlinie, deren Gipfel über der Mitte der Stäbe liegt.

Die Beobachtungen sind nun so angestellt, dass alle Eisenkerne nach und nach mit der zolllangen Inductionsspirale bedeckt wurden. Nothwendigerweise muss also die Summe aller in den einzelnen Fällen beobachteten oder berechneten Quantitäten von Magnetismus gleich sein derjenigen Quantität von Magnetismus, welche durch den galvanischen Strom überhaupt in jeder Hälfte des Eisenkernes zerlegt worden

ist. In den Tabellen ist diese Summe unter der Columne der berechneten Werthe angegeben. Natürlich mussten bei dieser Addition die eingeklammerten Zahlen unbeachtet bleiben, weil ihre Werthe, als zur Mitte und zu den Enden gehörig, schon in den Werthen enthalten sind, welche für die benachbarten, um je $1/2$ Zoll abstehenden Stellen gefunden wurden. Auf der Figurentafel sind diese Gesammtmengen des Magnetismus ausgedrückt durch den Flächeninhalt der einzelnen Curven. Um aber keinen Zweifel über die Bedeutung dieser Summation zu lassen, bedeckten Jacobi und Lenz die Eisenstäbe über die ganze Länge hinweg mit Inductionsspiralen und fanden nach geeigneten Reductionen bezüglich der verschiedenen Leitungswiderstände der Spiralen und anderer ausserwesentlicher Einflüsse, dass die hierdurch gefundenen Zahlen mit grosser Genauigkeit den durch Summirung der Einzelwerthe der Tabellen erhaltenen entsprechen. Hiervon überzeugt die Zusammenstellung der so beobachteten Zahlen mit den in den vorigen Tabellen berechneten Summen, wie solches in der zweiten und dritten Columne der nächstfolgenden Tabelle geschehen ist.

Länge der Cylinder in Fussen $2l$.	Halbe Quantität des Magnetismus		$\frac{\Sigma}{l}$	$\frac{\Sigma}{l^2}$	$\frac{\Sigma}{l^{\frac{5}{2}}}$
	beobachtet.	berechnet $= \Sigma$.			
1	0,32608	0,32921	0,66	1,32	1,86
1,5	0,92028	0,90858	1,21	1,62	1,86
2	1,84735	1,84345	1,84	1,84	1,84
2,5	3,11659	3,17626	2,54	2,03	1,82
3	4,79259	4,91728	3,28	2,19	1,78
3,5	6,48425	6,71638	3,83	2,19	1,66
4	8,65407	9,28082	4,64	2,32	1,65

Die Constanten der obigen Formel für die Kettenlinie sind wesentlich abhängig von der Länge desjenigen Eisencylinders, dessen magnetische Quantität dieselbe ausdrücken soll. Wäre die Art dieser Abhängigkeit allgemein ermittelt, so würde sich nach dieser Formel das Verhältniss der magnetischen Quantität zur Länge des jedesmaligen Eisencylinders finden lassen. Da dieses jedoch nicht der Fall ist, sind in der vierten, fünften und sechsten Columne dieser Tabelle zu einem ungefähren Anhalt die Quotienten der (berechneten) halben Quantität Σ des Magnetismus, bezüglich durch die halbe Stablänge l, oder durch das Quadrat derselben, oder durch deren fünfhalbte Potenz zusammengestellt. Ingleichen sind auf der *Fig. IX.* die Ergebnisse dieser Tabelle aufgezeichnet. Zu den Abscissen der ersten Columne sind die Zahlen der dritten Columne als Ordinaten aufgetragen und stellen so die Curven *i i i* .... dar. Die Ordinaten der Curven *x x x* .... und *z z z* .... entsprechen den Zahlen der vierten und fünften Columne, während die sechste Columne fast eine horizontale gerade Linie geben würde. Dieses erlaubt aber zu schliessen: sind verschieden lange cylindrische Eisenkerne über ihre ganze Länge mit galvanischen Spiralen gleichmässig bedeckt, so stehen die durch gleiche galvanische Ströme in ihnen erregten Quantitäten von Magnetismus in höherm Verhältniss als die Längen dieser Cylinder, ja in noch höherm als die Quadrate dieser Längen, aber in niederem als die dritten Potenzen derselben. Würden diese Quantitäten mit den Längen wachsen, so müssten die Quotienten aus beiden Werthen einer constanten Grösse entsprechen. Diese constante Grösse wird aber erst erreicht oder ist vielleicht schon überschritten, wenn man annimmt, dass die so gewonnenen Quantitäten sich verhalten wie die fünfhalbten Potenzen der Längen. Schon jetzt darf darauf aufmerksam gemacht

werden, dass, wenn diese Quantität Magnetismus allein durch den galvanischen Strom erregt würde, dieselbe der Anzahl der Windungen, oder, was hier dasselbe ist, der Länge des Eisenkernes proportional sein müsste. In Betracht aber, dass dieses Verhältniss ein höheres ist, muss die Eisenmasse auch als solche bei Hervorrufung des Magnetismus thätig sein.

Die hier entwickelten Gesetze über die magnetische Vertheilung beruhen auf der Annahme, dass die zolllange Inductionsspirale blos von demjenigen Theile des Eisenkerns eine Wirkung erfahre, der innerhalb derselben liegt. Diese Annahme wurde dadurch gerechtfertigt, dass die Spirale nur einen unmerklichen Strom zeigte, wenn sie in die Nähe eines Poles gehalten, und der magnetisirende Strom unterbrochen wurde. Ganz mit Recht macht MÜLLER [11] darauf aufmerksam, dass „das schwach magnetisirte Stabende überhaupt nur einen schwachen Inductionsstrom hervorrufen könne". Ist jedoch ein Fehler begangen, so kann derselbe wegen der Uebereinstimmung der Zahlen in der zweiten und dritten Columne der vorigen Tabelle nur gering sein und kann nur den Einfluss haben, dass die Curven der *Fig. VIII.* gedrückter erscheinen. Die gefolgerten Gesetze müssen jedoch so lange Geltung behalten, bis wir uns einer bessern Beobachtungsmethode erfreuen dürfen.

VII. Ueber die Abhängigkeit der polaren Wirkung von der Länge der Eisenkerne liegen keine unmittelbaren Versuche vor. Es werden aber Schlüsse auf die hierbei stattfindenden Relationen erlaubt sein, wenn wir uns zuvor verständigen, in welcher Beziehung die Quantität des Magnetismus eines Stabes zum magnetischen Moment und zur Polarität desselben steht. Die hier vorliegenden Versuche haben bewiesen, dass die einzelnen Abtheilungen einer den Eisenkern umgebenden Inductionsspirale mit grosser Genauigkeit diejenigen Quantitäten von Magnetismus messen, welche gerade in den Schichten des Eisenkerns erregt worden sind, die innerhalb dieser Abtheilung liegen. Wie sollte sonst auch eine so grosse Uebereinstimmung zwischen den Zahlen der zweiten und dritten Columne der letzten Tabelle stattfinden. Da nun das in einem Magneten zur Zerlegung gekommene Fluidum nicht von einem Eisentheilchen auf das benachbarte übergehen kann, so wird jede Schicht eines Eisenkerns als gesonderter Magnet betrachtet werden können, welcher eine gewisse Quantität von Magnetismus enthält, die im Allgemeinen verschieden ist von der in der benachbarten Schicht enthaltenen. Bedeutet Δx die Dicke einer solchen Schicht und m, m_1, m_2 ... die Intensitäten des Magnetismus in den auf einander folgenden Schichten, so drücken $m_1 \Delta x$, $m_2 \Delta x$, $m_3 \Delta x$ ... die Quantitäten der in den einzelnen Schichten zerlegten Magnetismen aus. Eine den Eisenkern in seiner ganzen Länge überdeckende Inductionsspirale empfindet aber die Summe aller dieser Quantitäten, wird also die Quantität des im ganzen Eisenkerne frei gewordenen Magnetismus oder

$$M_q = \{m + m_1 + m_2 + \ldots.\} \Delta x$$

messen. Die Grössen m, m_1 .... entsprechen in der *Fig. VIII.* den Ordinaten der daselbst gezeichneten Curven, also wird die Grösse M_q durch den Flächeninhalt der einzelnen Curven gemessen werden.

Anders ist es mit dem magnetischen Moment. Jede einzelne, den Eisenstab quer durchsetzende Schicht können wir als einen gesonderten, mit zwei entgegengesetzten Polen versehenen Magneten uns denken, so zwar, dass alle Nordpole aller Schichten nach der einen, alle Südpole nach der entgegengesetzten Seite gerichtet sind. Nothwendigerweise müssen sich demnach je zwei benachbarte Schichten die entgegengesetzten Pole zuwenden. Während also ein jeder Pol jeder einzelnen Schicht auf eine entfernte Magnetnadel mit der ganzen Intensität des in der Schicht enthaltenen Magnetismus wirken würde, wird diese Wirkung von dem entgegengesetzten Pole der benachbarten Schicht zum Theil wieder aufgehoben, und von

der Trennungsstelle geht nur eine Wirkung aus, welche der Differenz $m - m_1$ der magnetischen Intensitäten beider Schichten entspricht. Die Vertheilungscurven für die magnetische Intensität zeigen nun, dass dieselbe in der Mitte des Stabes am stärksten ist und nach beiden Seiten hin abnimmt. Jede der Mitte näher liegende Schicht wird also eine stärkere Wirkung ausüben, als die benachbarte von der Mitte entferntere, während in der Mitte selbst gar keine Wirkung stattfindet, und an den Enden die ganze Intensität des dort vorhandenen Magnetismus als freier Magnetismus auftritt. Auf derjenigen Hälfte des Stabes, welcher die einzelnen Schichten ihre Nordpole zuwenden, muss demgemäss überall freier Nordmagnetismus, auf der andern Hälfte freier Südmagnetismus auf die entfernte Nadel wirken. Die Summe der polaren Wirkungen, welche die entfernte Magnetnadel von jeder Hälfte des Stabes empfindet, ist also

$$\pm M_p = (m - m_1) + (m_1 - m_2) + \ldots + (m_{n-1} - m_n) + m_n,$$

wenn m_n die Intensität des Magnetismus der letzten Schicht bedeutet und mit $(+)$ die nordpolare, mit $(-)$ die südpolare Wirkung bezeichnet wird. Für beide Stabhälften sind diese Summen gleich und entgegengesetzt. Nun aber können die Klammern im rechten Theile der Gleichung aufgehoben werden, und dann reducirt sich dieselbe auf

$$\pm M_p = m,$$

d. h. es ist die Summe aller von einer Hälfte des Stabes ausgehenden polaren Wirkungen gleich der Intensität des in der Mitte des Stabes entwickelten Magnetismus.

Diese polaren Wirkungen sind aber über die einzelnen Stellen des Stabes ungleichmässig verbreitet. Die in den Klammern stehenden Werthe $(m - m_1) \ldots$ sind desto kleiner, je näher die ihnen zugehörigen Stellen der Mitte des Stabes liegen, wie ein Blick auf die Curventafel zeigt; ingleichen ist der jedem Ende des Stabes zugehörige Werth m_n grösser als jede der gebildeten Differenzen. Will man also erfahren, an welcher Stelle einer jeden Stabhälfte der Anziehungsmittelpunkt gegen einen entfernten befreundeten Pol zu suchen sei, so hat man nach bekannten Gesetzen das Moment jeder Stelle zu bestimmen, d. i. das Product aus der in derselben vorhandenen polaren Wirkung $(m - m_1) \ldots$ in den Abstand von der Mitte des Stabes, und hat die Summe aller dieser Momente zu dividiren durch die bekannte Summe aller von dieser Hälfte ausgehenden polaren Wirkungen. Die so gefundene Grösse ist der Abstand eines der beiden Magnetpole von der Mitte der Stange, oder die halbe Scheidungsweite, und das Product aus dieser Grösse in die bekannte Summe der polaren Wirkung: das magnetische Moment des Stabes.

Die in voriger Nummer (Nr. VI.) gegebenen sieben Tabellen für die Vertheilung der magnetischen Quantitäten lassen eine Auffindung des Polarabstandes von der Mitte eines jeden Stabes, sowie des magnetischen Momentes derselben zu. Das Moment erhält man, wenn man die Differenzen von je zwei auf einander folgenden Zahlen der letzten Columne mit den in der ersten Columne übersprungenen Zahlen 2, 4, 6 ... multiplicirt, diese Producte addirt und dazu das Product aus der letzten (eingeklammerten) Zahl der letzten Columne in die entsprechende Zahl der ersten fügt. Daraus ergiebt sich aber die halbe Scheidungsweite oder der Abstand der Pole von der Mitte der Stäbe, wenn das so gefundene Moment durch die oberste (eingeklammerte) Zahl der ersten Columne dividirt wird.

Vorausgesetzt, dass die Kettenlinie den wahren Ausdruck für die Vertheilung des Magnetismus abgiebt, lässt sich jene mechanische Auffindung des Momentes

und der Scheidungsweite auf rechnendem Wege wiederholen. Die oben aufgestellte Formel der Kettenlinie ist

$$z = a - b\,(\mu^x + \mu^{-x}).$$

Wenn irgend eine Abscisse x um dx wächst, so ändert sich die Ordinate um

$$dz = -\,b\,\frac{\lg \mu}{\lg e}\,(\mu^x - \mu^{-x})\,dx.$$

Diese Aenderung ist aber das Maass für die polare Wirkung der betrachteten Stelle von der Länge dx. Das Product dieses Werthes in den Abstand x dieser Stelle von der Mitte des Stabes giebt das Moment derselben. Um das Moment der ganzen einen Hälfte des Stabes zu erhalten, braucht man nur zwischen den Grenzen $x = 0$ und $x = l$ dieses Product zu integriren. Doch darf dabei das Moment der freien polaren Wirkung der Endfläche nicht ausser Acht gelassen werden. Dasselbe ist gleich dem Product aus der Länge l des halben Stabes und dem Werthe von z für $x = l$ oder $a - b\,(\mu^l + \mu^{-l})$. Die ganze Summe dieser Einzelmomente ist aber gleich dem Product aus der halben Scheidungsweite p in die Summe der von der betrachteten Stabhälfte ausgehenden polaren Wirkungen M_p. Also ist

$$p \cdot M_p = l\{a - b\,(\mu^l + \mu^{-l})\} - b\,\frac{\lg \mu}{\lg e}\int_0^l (\mu^x - \mu^{-x}) \cdot x \cdot ax$$

$$= l\{a - b\,(\mu^l + \mu^{-l})\} - b\,\Big\{x\,(\mu^x + \mu^{-x}) - \frac{\lg e}{\lg \mu}\,(\mu^x - \mu^{-x})\Big\}_0^l + C$$

$$= al - b\,\Big\{2l\,(\mu^l + \mu^{-l}) - \frac{\lg e}{\lg \mu}\,(\mu^l - \mu^{-l})\Big\} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 1).$$

In Betracht aber, wie oben nachgewiesen wurde, dass M_p = der Intensität des in der Mitte des Stabes entwickelten Magnetismus sei, so ergiebt sich für $x = 0$ aus der Gleichung der Kettenlinie:

$$M_p = a - 2b \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2)$$

und sonach ergiebt sich die halbe Scheidungsweite oder der Polabstand von der Mitte

$$p = \frac{al - b\,\Big\{2l\,(\mu^l + \mu^{-l}) - \frac{\lg e}{\lg \mu}\,(\mu^l - \mu^{-l})\Big\}}{a - 2b} \quad . \; . \; . \; . \quad 3).$$

Die Werthe der drei Formeln 1), 2) und 3) sind für die obigen Beobachtungen berechnet und in den ersten vier Columnen der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Länge der Cylinder in Fussen $2l$.	Magnetisches Moment, Formel 1, $p \cdot M_p$.	Magnetische Polarität, Formel 2, M_p.	Polabstand in Zollen p.	$\frac{M_p}{l}$	$\frac{M_p}{l^{\frac{5}{4}}}$	$\frac{M_p}{l^{\frac{3}{2}}}$	Intensität der Polenden.
1	0,3157	0,0712	4,44	0,14	0,17	0,20	0,01579
1,5	0,8642	0,1343	6,44	0,18	0,19	0,21	0,02581
2	1,7343	0,2071	8,37	0,21	0,21	0,21	0,03164
2,5	3,0125	0,2865	10,52	0,23	0,22	0,21	0,03842
3	4,6959	0,3697	12,70	0,25	0,22	0,20	0,04310
3,5	6,3351	0,4345	14,58	0,25	0,22	0,19	0,05840
4	8,8289	0,5260	16,78	0,26	0,22	0,19	0,05992

Diese Tabelle zeigt nun, dass für den Umfang der vorliegenden Versuche der Abstand der Pole von der Mitte der Cylinder fast genau im Verhältniss zur Länge der Cylinder steht. Für die längern Cylinder rücken die Pole der Mitte ein wenig näher, als es nach dieser Proportion sein sollte. Nehmen wir aber jenes Verhältniss an, so muss das magnetische Moment in demselben Verhältniss zur Länge der Cylinder stehen als die Polarität. In der fünften, sechsten und siebenten Columne sind nun die Quotienten aus den Zahlen der zweiten Columne durch die halben Stablängen oder durch deren fünfviertelte oder durch deren dreihalbte Potenzen zusammengestellt. Würden die Polaritäten wachsen, wie die Längen der Cylinder, dann müsste die Columne $\frac{M_p}{l}$ stets dieselben Zahlen darbieten. Das Ansteigen dieser Zahlen zeigt aber, dass der Divisor noch zu klein ist. Dem entsprechend ist in der sechsten Columne dieses Verhältniss fast erreicht, in der siebenten aber schon fast überschritten. Jedenfalls dürfen wir aber aus diesen Zusammenstellungen schliessen: Sind verschieden lange cylindrische Eisenkerne über die ganze Länge hinweg mit galvanischen Spiralen gleichmässig bedeckt, so stehen für den Umfang dieser Versuche die durch gleiche Ströme in ihnen hervorgerufenen Polaritäten und magnetischen Momente in stärkerm Verhältniss als dem einfachen der Längen, in schwächerm aber, als dem quadratischen der Längen. Dasselbe Gesetz ergiebt sich auch aus der graphischen Zusammenstellung der Zahlen der dritten Columne als Ordinaten zu denen der ersten Columne als Abscissen in der Curve 000 ... der *Fig. IX*, indem dieselbe der Abscissenaxe ihre convexe Seite unverkennbar zuwendet.

Dass diese Schlüsse nur für den Umfang der hier gebotenen Versuche Gültigkeit haben, zeigt sich z. B. schon darin, dass bei beträchtlich zunehmender Stromstärke in ein und demselben Stabe die Pole etwas mehr nach den Enden rücken, also aller Wahrscheinlichkeit nach ein so einfaches Verhalten wie das oben ausgesprochene nicht durchweg stattfindet. Doch hiervon bei einer andern Gelegenheit.

Der hier erörterte Zusammenhang zwischen Quantität und Moment des Magnetismus giebt uns aber Aufschluss über den innern Zusammenhang der oben I.—III. gefundenen Uebereinstimmung zwischen den für beide Werthe erhaltenen Gesetzen. Dort wurden nur Stäbe von gleicher Länge mit einander verglichen, und diese lieferten grössere oder geringere Mengen von Magnetismus, je nachdem sie entweder von verschieden starken Strömen genährt wurden, oder je nachdem sie über ihre ganze Länge hinweg infolge ihrer stärkern Durchmesser einen breitern Boden zur Entfaltung des durch gleiche Ströme angeregten Magnetismus darboten. Eine gleiche Länge der Cylinder bedingt aber, dass eine Vermehrung der Quantität des Magnetismus nur von einer Vermehrung desselben in den einzelnen Schichten abhängen kann. Da aber die Ursachen dieser Vermehrung, Stromwindungen und Cylinderdicke, gleichmässig längs der Axe des Cylinders vertheilt sind, so wird es wahrscheinlich, dass auch diese Vermehrung selbst an allen Stellen der Axe in gleichem Verhältniss vor sich geht; mit andern Worten: es werden, wenn man sich die verschiedenen Stromstärken und Cylinderdicken entsprechenden Vertheilungscurven nach Analogie von *Fig. VIII.* bildet, die zu gleichen Abscissen derselben gehörigen Ordinaten in einem constanten Verhältniss stehen. Demnach werden die Flächen dieser Curven — entsprechend den magnetischen Quantitäten — gemessen werden können durch die Höhen derselben — entsprechend den magnetischen Polaritäten. Nun aber sind die in Rede stehenden Versuche immerhin für verhältnissmässig geringe Unterschiede in der Stromstärke angestellt, weshalb eine merkliche Verrückung der Pole nicht angenommen zu werden brauchte. Dieses unterstützt nun einerseits die letzte Folgerung,

andererseits zeigt es unmittelbar, dass dann auch das magnetische Moment merklich proportional sein wird der Quantität des Magnetismus, und dass somit die für die eine Aeusserung aufgestellten Gesetze bei Beobachtung der andern Aeusserung sich merklich wiederholen werden, soweit als eine Verschiedenheit in der Länge der Cylinder nicht in Frage kommt.

Noch verdienen die für die Polenden nach der Formel der Kettenlinie berechneten magnetischen Intensitäten einige Berücksichtigung. Dieselben sind in der letzten Columne obiger Tabelle zusammengestellt und finden sich in der Curve *aaa* ... der *Fig. IX.* als Ordinaten zu den Abscissen der ersten Columne wieder vor. Die durch sie gegebene Curve wendet, wie es scheint, ihre hohle Seite der Abscissenaxe zu, es wachsen also demnach diese Werthe in geringerem Verhältniss, als die Längen der Cylinder. Die Unregelmässigkeit dieser Curve jedoch, sowie die Thatsache, dass die der Berechnung zu Grunde gelegte Formel nicht ganz der wahre Ausdruck für die Vertheilung des Magnetismus ist, lassen über das hier ausgesprochene Gesetz manchem Zweifel Raum.

VIII. Jacobi und Lenz [12] haben noch eine Anzahl von Versuchen angestellt über die magnetische Vertheilung in Eisencylindern, die nicht ihrer ganzen Länge nach mit galvanischen Spiralen bedeckt waren. Von allen diesen mögen nur ein paar Reihen hervorgehoben werden.

Die eine Versuchsreihe hatte zum Zweck, den Einfluss der Lage und Länge der magnetisirenden Spirale zu untersuchen, wenn dieselbe den Eisenkern nicht über die ganze Länge hinweg bedeckte. Ein 3 Fuss langer und $1\frac{1}{2}$ Zoll dicker Eisencylinder war mit einer Inductionsspirale über die ganze Länge hinweg umwunden. Die magnetisirende Spirale bedeckte ihn ebenfalls über die ganze Länge, bestand aber aus acht Abtheilungen, I., II. .... VIII., von denen jede gesondert benutzt werden konnte. Die Ergebnisse waren die in der folgenden an sich verständlichen Tabelle zusammengestellten.

Nummer der elektromagnetischen Spirale.	Stärke des Inductionsstromes.	Berechneter Inductionsstrom.
I.	0,10517	—
II.	0,17966	—
III.	0,22877	—
IV.	0,26387	—
V.	0,25671	—
VI.	0,24213	—
VII.	0,17988	—
VIII.	0,09237	—
I. + II.	0,09758	0,28483
I. + II. + III.	0,55194	0,51360
I.+II.+III.+IV.	0,83652	0,77747

Aus diesen Zahlen geht aber hervor, dass die Stärke des Inductionsstromes und die ihm proportionale Quantität des Magnetismus am grössten ist, wenn die magnetisirende Spirale sich über der Mitte, am kleinsten dagegen, wenn sie sich über einem der beiden Enden des Eisencylinders befindet. Ferner zeigt der untere Raum der Tabelle, dass wenn mehre Abtheilungen der magnetisirenden Spirale zugleich benutzt werden, ihre gemeinschaftliche Wirkung grösser ist als die Summe ihrer gesonderten Wirkungen, indem die in der zweiten Columne enthaltenen Zahlen stets grösser sind, als die entsprechenden der dritten. Wenn wir hier sehen, dass die einzelnen Ab-

theilungen der magnetisirenden Spirale sich in ihrer Wirkung gegenseitig verstärken, sobald sie neben einander liegen, so muss darauf aufmerksam gemacht werden, dass dieses dem oben unter II. ausgesprochenen Satz über die Proportionalität des Magnetismus zur Windungszahl nicht widerspricht, indem dort vorausgesetzt war, dass stets die (neben oder über einander liegenden) Windungen den Eisenkern über seine ganze Länge hinweg bedecken.

Der erste der hier ausgesprochenen Sätze lässt sich auch leicht für das magnetische Moment bewahrheiten. Verschafft man sich nämlich zwei möglichst flache, einander gleiche Spiralen, stellt sie auf der Skale der unter III. beschriebenen Vorrichtung conaxial zu einander auf, und lässt man einen constanten galvanischen Strom so durch dieselben gehen, dass beide als eine einzige Spirale betrachtet werden können, so lässt sich ihre Wirkung auf die entfernte Magnetnadel durch einen passend gelegten Magnetstab so compensiren, dass letztere in ihrer Gleichgewichtsstellung verbleibt. Wird nun in die beiden Spiralen ein Eisencylinder geschoben, so lenkt der in ihm vertheilte Magnetismus die Magnetnadel von neuem ab. Diese Ablenkung ist aber stets grösser, wenn beide Spiralen, dicht an einander gerückt, die Mitte des Stabes umgeben, als wenn dieselben über irgend zwei andere von der Mitte gleich weit entfernte Stellen des Stabes geschoben werden. Natürlich muss, um den Versuch rein zu erhalten, bei jeder Verschiebung der Spiralen auf die Compensation ihrer Wirkung gegen die Magnetnadel von neuem Bedacht genommen werden.

Ein anderer Versuch von Jacobi und Lenz bezweckte, die Verbreitung des Magnetismus nachzuweisen, wenn eine Eisenstange nur an einer Stelle erregt wurde. Zu dem Ende wurde eine 13 Fuss lange, $1\frac{1}{2}$ Zoll dicke Eisenstange e (*Fig. 75*) in ihrer Mitte m mit einer 2 Zoll langen galvanischen Spirale von 105 Windungen umgeben. Eine ebenfalls 2 Zoll lange Inductionsspirale wurde von Ort zu Ort über die Stange hinweg verschoben und an einem Multiplicator der Ablenkungswinkel α beobachtet, den der Inductionsstrom bewirkte, wenn der magnetisirende Strom unterbrochen worden war. Die Ordinaten der in *Fig. 75* dargestellten Curve sind proportional der Stärke $= \sin \frac{1}{2} \alpha$ des an den verschiedenen Stellen des Eisencylinders hervorgerufenen Inductionsstromes, also auch den an diesen Stellen vertheilten Quantitäten von Magnetismus. Die hier erhaltene Curve entspricht einer logarithmischen Linie, wenigstens liessen sich nach der Formel

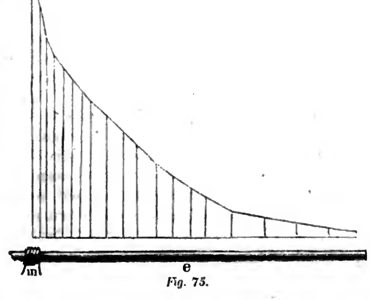


Fig. 75.

$$\lg \sin \frac{1}{2} \alpha = 9{,}93844 - x\,(0{,}01951)$$

die Werthe $\frac{1}{2} \alpha$ des halben Ablenkungswinkels mit genügender Genauigkeit berechnen.

IX. Es mag hier noch die auffallende Erscheinung besprochen werden, dass hohle Eisencylinder fast gar keinen Magnetismus zeigen, wenn die erregende Spirale

sich im Innern derselben befindet. Parrot [13] machte zuerst diese merkwürdige Beobachtung, und Jacobi und Moser bestätigten dieselbe. Es wurde z. B. eine 14 Centimeter lange, 27 Millimeter im Durchmesser haltende Spirale aus dickem Kupferdrath in eine hohle Eisenstange gebracht. Ein so kräftiger Strom, dass er die Spirale stark erhitzte, war aber nicht im Stande, ihr einen merklichen Magnetismus zu ertheilen. Dagegen wurde eine in das Innere der Spirale gebrachte Eisenstange stark magnetisch. Verband Jacobi die im Innern des Hohlcylinders befindliche Spirale mit einem Galvanometer, und legte den eisernen Hohlcylinder als Anker an einen starken Elektromagneten, so durfte in der Spirale ein Inductionsstrom infolge der Magnetisirung des Ankers erwartet werden. Die Nadel des Multiplicators zeigte jedoch keine Ablenkung. Moser fand bei einer Wiederholung mit zwei Hohlstäben von sehr verschiedener Wanddicke allerdings eine geringe Magnetisirung bei einer Annäherung an eine Bussole, und einen sehr schwachen Inductionsstrom einer innern Spirale beim Anlegen des Hohlcylinders an sehr kräftige Elektromagnete; dennoch verlor die Erscheinung ihre Absonderlichkeit nicht. Dass die Eisenschicht die Wirkung des Elektromagneten auf die Drathspirale aufhielte, konnte keinen Erklärungsgrund für das Ausbleiben des Inductionsstromes abgeben. Denn wurde ein Magnetpol in eine Spirale gesteckt, die durch ein Galvanometer geschlossen war, so ergab sich ein Ausschlag von 5° infolge des Inductionsstromes; es ergab sich aber noch immer ein Ausschlag von 3°, wenn das Innere der Spirale mit einem Hohlcylinder von Eisenblech ausgefüttert war und in diesen der Magnetpol gesteckt wurde. Dass aber in der cylindrischen Biegung des Eisenbleches der Grund der Erscheinung gesucht werden müsse, zeigte Moser dadurch, dass ein ebenes Stück Eisenblech eine entfernte Declinationsnadel ganz nach der Regel ablenkte, mochte es in das Innere einer Spirale gebracht, oder auf eine andere Spirale aufgelegt werden, die um ein Brett gewunden war.

Noch ehe ich diese Beobachtungen kannte, wurde ich ebenfalls auf die zu Grunde liegende Thatsache aufmerksam, als ich beabsichtigte, einen hohlen Eisencylinder dadurch stärker zu magnetisiren, dass ich denselben von aussen und von innen mit galvanischen Spiralen von entgegengesetzten Richtungen versah, bei diesem Versuche aber bemerkte, dass der Cylinder ebenso stark durch die äussere Spirale allein magnetisirt wurde. Ich erklärte mir die Unthätigkeit der innern Spirale in folgender Weise: Aus der Beobachtung von Jacobi und Lenz, dass Kreisströme von verschiedener Weite in einem eingelegten Eisenstabe gleiche Quantitäten von Magnetismus hervorrufen, mussten wir oben N. IV. entnehmen, dass die auf ein Theilchen weichen Eisens ausgeübte magnetische Scheidungskraft des galvanischen Stromes der Kraft proportional sei, mit welcher er ein schon magnetisirtes, an der Stelle des erstern befindliches Theilchen abzulenken strebt. Demzufolge wird aber auch das (Erster Abschnitt, §. 6) ausgesprochene Gesetz auf die Scheidungskraft dahin angewandt werden können, dass die von einem kleinsten Stromtheilchen in einem Eisentheilchen getrennte Quantität von Magnetismus umgekehrt proportional sei dem Quadrate der Entfernung beider von einander und direct proportional der Länge der senkrecht zur Verbindungslinie stehenden Componente des Theilchens. Dem entsprechend stelle nun *Fig. 76* einen parallel zur Axe gehenden Durchschnitt eines eisernen Hohlcylinders von grosser Längsausdehnung dar, und *Fig. 77* (S. 125) einen Durchschnitt senkrecht zur Axe; ersterer Durchschnitt gehe nach der Linie $e_, a_,$, letzterer nach der Linie ea. Es sei ferner e und $e_,$ dasselbe Eisentheilchen auf dem eisernen Hohlcylinder, innerhalb dessen sich die Spiralwindungen befinden, welche in der ersten

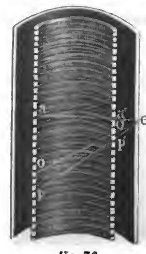


Fig. 76.

Figur durch die punktirten Linien a und a' dargestellt sind, in der letztern sich auf den Kreis $a_, c b' d$ projiciren. Der Strom bewege sich im Sinne des Pfeiles $a_, c$. Werden nun von e aus zwei sehr nahe Linien eo und ep gezogen, so ist die magnetische Erregung, welche e von der geringen Anzahl Stromtheilchen zwischen op erfährt, genau entgegengesetzt gerichtet derjenigen, welche e von den Theilchen der andern Stromreihe zwischen $o'p'$ erfährt. Die Intensitäten dieser Erregung, welche respective mit μ und μ' bezeichnet werden mögen, sind aber direct proportional den Längen op und $o'p'$ (oder was dasselbe ist, ihren Componenten senkrecht zu eo) und umgekehrt proportional den Quadraten der Abstände eo und eo', also

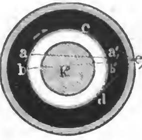


Fig. 77.

$$\mu : \mu' = \frac{op}{eo^2} : \frac{o'p'}{eo'^2}.$$

Da nun wegen der Aehnlichkeit der Dreiecke $\frac{op}{eo} = \frac{o'p'}{eo'}$, so ist

$$\mu : \mu' = eo' : eo,$$

Da aber $\frac{eo'}{eo} = \frac{ea'}{ea}$, so ist auch

$$\mu : \mu' = ea' : ea.$$

In Betracht aber, dass für einen unverhältnissmässig langen Cylinder die ganzen einander parallelen Reihen von Stromtheilchen durch von e ausgehende Zuglinien in Abtheilungen wie op und $o'p'$ zerlegt werden können, wird für jede zwei so gewonnenen Abtheilungen, also auch für die ganzen Reihen jenes Verhältniss gelten. Sind m und m' die bezüglichen Erregungen, welche e von den ganzen Reihen erfährt, so ist auch

$$m : m' = ea' : ea.$$

Dieses, auf die Bezeichnung der zweiten Figur übertragen, ist identisch mit

$$m : m' = e_, a_,' : e_, a_, \quad \ldots \ldots \ldots \quad 1).$$

Dieses heisst aber: Legt man durch den elektrodynamischen Cylinder und durch ein ausserhalb desselben befindliches Eisentheilchen eine Ebene parallel zur Axe des erstern, so erfährt das Eisentheilchen durch die beiden Reihen von Stromelementen, welche in dieser Ebene liegen, entgegengesetzte magnetische Erregungen, deren Intensitäten sich umgekehrt verhalten, wie die Abstände der Reihen von dem Theilchen. — Was nun die Projection dieses Vorganges senkrecht zur Axe betrifft, so wird das Eisentheilchen $e_,$ infolge der Einwirkung des Theiles $c b' d$ der Strombahn abermals eine entgegengesetzte Erregung erfahren, als infolge des Theiles $c b d$, wenn $e_, c$ und $e_, d$ Tangenten zur kreisförmigen Strombahn sind. Werden nun abermals durch die Zuglinien wie $e_, a_,$ und $e_, b$ diese gegenüberstehenden Abtheilungen der Strombahn in gleich viele Elemente zerlegt, so erfährt $e_,$ aus der Richtung zwischen diesen Zuglinien eine Erregung p, welche gleich ist der Differenz der von $a_, b$ und $a_,' b'$ ausgehenden Kraftmengen. Diese Mengen sind aber gleich dem Product aus der Intensität m oder m', und der Länge der Componenten von $a_, b$ oder $a_,' b'$ senkrecht zur Verbindungslinie $e_, a_,$. Bezeichnet nun φ den Winkel $a_, e_, b$ zwischen beiden Zuglinien, so sind diese Componenten bezüglich gleich $a_, e_, \cdot \varphi$ und $a_,' e_, \cdot \varphi$; es ist also

$$p = m \cdot a_, e_, \cdot \varphi - m' \cdot a_,' e_, \cdot \varphi.$$

Wird nun endlich der Werth von m' aus der obigen Proportion 1) hier eingesetzt, so wird

$$p = m \cdot a_{,}e_{,} \cdot \varphi - \frac{m \cdot a_{,}e_{,}}{a'_{,}e_{,}} a'_{,}e_{,} \cdot \varphi$$
$$= 0.$$

Ist aber die Erregung in der Richtung zwischen zwei dieser Zuglinien $= 0$, so gilt dasselbe auch für die ganzen Abtheilungen cbd und $cb'd$. **Ein ausserhalb eines elektrodynamischen Cylinders von unverhältnissmässiger Länge liegendes Eisentheilchen erfährt also von demselben keine magnetische Erregung.** — Was nun für das eine Theilchen e gilt, lässt sich in gleicher Weise für den ganzen eisernen Hohlcylinder sagen, welcher die Spirale umgiebt. Was hier von einer unverhältnissmässig langen Spirale gesagt wurde, bedarf aber einer Einschränkung, wenn dieselbe, wie bei den gewöhnlichen Versuchen, nur etwa die Länge des eisernen Hohlcylinders hat, oder wenn ihr Durchmesser gegen die Länge nicht vernachlässigt werden darf. Wie leicht zu sehen, wird für diesen Fall der umgebende Eisencylinder eine sehr geringe Polarität bekommen, immer aber die entgegengesetzte von derjenigen, welche ein Eisenkern innerhalb der Spirale erhalten würde.

Marianini [14] giebt eine „Verstärkung der Magnetisirungsspiralen" an, die durch das Vorige ihre Erklärung findet und umgekehrt eine Bestätigung jener Erklärungsweise liefert. Derselbe liess einen an einer Wage hängenden Eisencylinder in eine zu demselben conaxiale galvanische Spirale ziehen, und beobachtete, dass dieses mit weit grösserer Kraft geschah, wenn die Spirale mit einem hohlen Eisencylinder umgeben war. Bei näherer Untersuchung fand er, dass eine vertical gestellte Spirale ohne Eisenmantel den darinnen hängenden Cylinder mit 10,8 Grammen anzog, mit dem Mantel aber mit 36 Grammen. Bei einem andern Versuche hielt sie ohne Mantel 144,5 Gramme, mit dem Mantel aber 253,1 Gramme.

Durch diesen Versuch ist nichts Anderes geschehen, als dass nun ein massiver Eisenkern k in *Fig.* 77 in das Innere der Spirale $cb'db$ eingesetzt wurde. Das Theilchen $e_{,}$ befindet sich nun so zu sagen im elektromagnetischen Schatten, gegenüber der Wirkung von $a_{,}b$, welche von dem massiven Kerne k aufgehalten wird, sodass $e_{,}$ nur noch von $a'_{,}b$ und die diesem ähnlichen Elemente der Strombahn erregt wird, und zwar im umgekehrten Sinne als der feste Eisenkern k von demselben Elemente. Der Eisenmantel bekommt also von der Spirale die entgegengesetzte Polarität als der innere Kern, und demgemäss wird die Anziehung der Spirale gegen letztern durch erstern im Versuche Marianini's unterstützt.

Aeltere Angaben über die Magnetisirung hohler Eisenkerne sind einander sehr widersprechend. So fand dal Negro [15], dass hohle Eisencylinder gar nicht magnetisch werden. Dem widerspricht Moser [16]. Ebenso geht aus den Versuchen Parrot's, welche oben N. IX. besprochen wurden, hervor, dass dieselben allerdings magnetisch werden, wenn die magnetisirende Spirale sie von aussen umgiebt. — Nobili [17] veröffentlichte eine Beobachtung, dahin gehend, dass ein hohler und ein massiver Stahlmagnet von gleicher Form Tragkräfte besassen, die sich wie 190 : 95 verhielten. Diesem nach erscheint es, als ob hohle Magnete sogar eine grössere Quantität von Magnetismus aufzunehmen im Stande wären, als massive. Andererseits ist es aber wahrscheinlich, dass die leichtere Härtung des hohlen Stahlcylinders ihm eine grössere Coercitivkraft ertheilt haben mag, als dem massiven Cylinder. Dennoch veranlasste dieses Pfaff [18], zu untersuchen, ob eine ähnliche Erscheinung auch bei Elektromagneten hervortreten möchte. Demzufolge construirte er zwei Elektromagnete von möglichst gleicher Form und gleicher Windungszahl. Der eine war aber mit einem hohlen, der andere mit einem massiven Eisenkerne versehen. Bei verschiedenen, abwechselnd auf einander folgenden Versuchen trug der hohle durchschnittlich nur 10 Pfund, während der solide 20 Pfund trug. Die Tragkraft des hohlen Magneten vermehrte sich auch dann nicht, wenn ein Bolzen von Eisen dicht eingeschlagen wurde. Eine noch beträchtlichere Verminderung der Tragkraft zeigte sich bei hohlen hufeisenförmigen Elektromagneten; doch mag eine Besprechung dieser Erscheinung

auf später vorbehalten bleiben. — Auch JOSLIN[19] beobachtete eine sehr starke Magnetisirung eines hohlen Eisenkernes, indem er denselben mit einem breiten Kupferbleche in mehren Lagen mit Seideisolirung umwand und durch dieses einen starken Strom gehen liess. Der so gewonnene Elektromagnet trug an einem gebogenen, beide Pole berührenden Anker das 47fache seines Gewichtes.

---

[1] Vergl. hierzu: JACOBI. * *Bull. scientif. de l'Acad. de Petersb.* 10. 71. (7. Jan. 1842.)
[2] LIEBIG. Chemische Briefe. N. 10. Heidelberg 1844. S. 114.
[3] JACOBI und LENZ. * Pogg. Ann. 47. 225. (1839.) Mitgetheilt aus dem *Bull. scientif. de l'Acad. de Petersb.* T. 4.
[4] BECQUEREL's Wage. * Pogg. Ann. 42. 307. (1837.) Aus *Comptes rend.* 4. 35. (1837.)
[5] v. FEILITZSCH. * Pogg. Ann. 80. 321. (1850.)
[6] JACOBI und LENZ. * S. 255 der unter [3] citirten Abhandlung.
[7] JACOBI und LENZ. * Pogg. Ann. B. 61. S. 254, 275 und 448. (1844.) Aus dem *Bulletin de la classe physico-mathematique de l'Acad. de Petersbourg.* 2. 65.
[8] MÜLLER und GARTENHAUSER. * Müller's Bericht über die Fortschritte der Physik. Bd. 1. Braunschweig 1849. S. 498. — * Pogg. Ann. 79. 337. (1850.)
[9] DUB. * Pogg. Ann. 90. 248. (1853.)
[10] VAN REES. * Pogg. Ann. B. 70. S. 1. (1847.) und B. 74. 213. (1848.)
[11] MÜLLER. * Dessen Bericht über d. Fortschr. d. Ph. Bd. 1. Braunschweig 1849. S. 526.
[12] JACOBI und LENZ. * Pogg. Ann. 61. 459. (1844.)
[13] PARROT. *Bull. scientif. de l'Acad. de Petersb.* 1. 121. — * Dove Rep. d. Ph. 1. 274.
[14] MARIANINI. *Cosmos, révue encyclopédique.* 1852. N. 9. — * Dingler's polytechnisches Journal. 125. 465. (1852.)
[15] DAL NEGRO. *Annali delle scienze del regno Lombardo-Veneto.* T. 1. — Baumgartner's Zeitschrift. B. 1. S. 321.; B. 2. S. 91. — Zum Theil in Pogg. Ann. B. 29. S. 470.; B. 31. S. 261. — * Dove Rep. d. Ph. 1. 271. — * Gehler ph. W., n. B. 6. 2501.
[16] MOSER. * Dove Rep. d. Ph. 1. 274.
[17] NOBILI. * Pogg. Ann. 34. 270. (1835.) — Baumgartner und Ettinghausen Naturlehre. Wien 1842. S. 347.
[18] PFAFF. * Pogg. Ann. 50. 636. (1840.)
[19] JOSLIN. *Sillim. Amer. Journ.* 21. 86. — * Dove Rep. d. Ph. 1. 276.

§. 17. Magnetischer Sättigungszustand und Eindringen in das Innere des weichen Eisens. Magnetisirung hohler Eisenkerne.

Wollten wir den im vorigen Paragraphen ausgesprochenen Satz, dass die Quantität des Elektromagnetismus in cylindrischen Eisenkernen den Stärken der erregenden Ströme und der Windungszahl der elektrodynamischen Spirale proportional sei, ohne Beschränkung gelten lassen, so würden wir consequenter Weise folgern müssen, dass durch beständige Vermehrung der Spiralewindungen und Vergrösserung der Stromstärke in einem auch noch so dünnen Eisenstäbchen eine unverhältnissmässig grosse Menge von Magnetismus hervorgerufen werden könnte: es würde dieses Stäbchen nie mit Magnetismus gesättigt werden. Dieses ist aber nicht wohl denkbar. Zu ähnlichen Ungereimtheiten würde ein anderer, ebenfalls dort ausgesprochener Satz führen, nämlich, dass die Zunahme des Magnetismus in Eisencylindern von verschiedenen Dicken diesen Dicken proportional sei. Wollten wir diesem Satz allgemeine Gültigkeit beimessen, so müsste, wenn auch in der Spirale kein Eisenkern enthalten wäre, dieselbe immer noch eine magnetische Wirkung ausüben, ausser der magnetähnlichen Wirkung, welche der in ihr circulirende Strom an sich erzeugt. Aber auch abgesehen von dieser Consequenz würde eine Proportionalität des Magnetismus zum Durchmesser oder Umfang des Eisenkernes darauf hindeuten, dass die magnetische Spannung des Eisens blos an der Oberfläche desselben stattfände, und nicht in

das Innere eindränge. Es würde also ein cylindrisch gebogenes, wenn auch noch so dünnes Eisenblech dieselbe Wirkung hervorbringen, als ein massiver Cylinder von gleichem Umfang, und es würde dieses nach dem ersten Satze in dem Maasse eine immer grössere Quantität von Magnetismus liefern, als die dasselbe umgebenden Windungen vermehrt oder die in diesen circulirenden Ströme verstärkt würden. — Manche Versuche zur Lösung dieser Fragen gaben schwankende Resultate, bis sich endlich zeigte, dass jene Gesetze nur für den verhältnissmässig geringen Umfang der zu Grunde gelegten Beobachtungen annähernde Gültigkeit haben. Werden aber die Grenzen der Versuchsreihen erweitert, so ergiebt sich, dass allerdings das Eisen mit Magnetismus gesättigt werden kann und dass der Magnetismus in das Innere des weichen Eisens eindringt. Legt man sehr dünne Eisenkerne in die galvanische Spirale, so verhält sich für schwache Ströme der Magnetismus scheinbar wie die Intensität derselben. Werden die Ströme aber sehr stark, so nimmt der Magnetismus in weit geringerem Verhältniss zu als diese, und nähert sich augenscheinlich einem Sättigungspunkt an. Diese Annäherung zum Sättigungspunkte wird aber bei stärkern Eisenkernen viel später nachweisbar, als bei schwachen, sodass auch das Gesetz der Proportionalität zum Durchmesser die allgemeine Gültigkeit verliert. — Dass aber immerhin für einen grossen Umfang der Stromstärken und Cylinderdicken jene Gesetze als gültig betrachtet werden können, bis durch Erhöhung der erstern und Verminderung der letztern die Annäherung an den Sättigungspunkt hervortritt: hat darin seinen Grund, dass allerdings der Magnetismus das Bestreben hat, sich an der Oberfläche zu halten, dass er aber mit zunehmender Stromstärke mehr und mehr in das Innere des weichen Eisens eindringt. Mit dem tiefern Eindringen findet er aber immer engere Eisenschichten vor, und somit immer weniger Boden sich zu entwickeln.

I. Schon unter N. III. des vorigen Paragraphen wurde bemerkt, dass die Curven der dortigen *Fig.* 70 sich der Abscissenaxe zuneigten, dass also für stärkere Ströme verhältnissmässig weniger Magnetismus entwickelt werde, als nach dem Gesetze der Proportionalität zur Stromstärke sein müsste. Ingleichen bestätigte sich das Gesetz der Proportionalität zum Durchmesser unter N. V. des vorigen Paragraphen nur bis hinab zu einer Dicke der Eisenkerne von $\frac{1}{3}$ Zoll. Die dortige *Fig.* 72 zeigte aber für den $\frac{1}{6}$ Zoll dicken Eisencylinder eine unverhältnissmässige Verminderung der magnetischen Quantität, gegen die der dickern Kerne. — Diese und ähnliche Andeutungen bewogen Müller und Gartenhauser [1], die Messungen des Magnetismus für Stromstärken von grösserm Umfange auszuführen, als es bisher geschehen war.

Der galvanische Strom wurde durch eine Tangentenbussole geführt und deren Angaben auf chemische Einheit reducirt, so zwar, dass ein Strom, der in einer Minute 1 Kubikcentimeter Knallgas von 0^0 und 760 Millimeter Spannkraft zerlegt, $= 1$ gesetzt wurde. Die Tangente des beobachteten Ablenkungswinkels musste nach Vorversuchen demnach mit 70 multiplicirt werden. Die Tangentenbussole stand sehr entfernt von der Magnetisirungsspirale. Zu letzterer dienten zwei Rollen von

$$(g =)\ 408 \text{ oder } (v =)\ 372 \text{ Windungen,}$$

die entweder einzeln oder in einander gesteckt benutzt wurden. Die Spirale lag senkrecht zum magnetischen Meridian und in der Richtung ihrer Axe befand sich in 88 Centimeter Abstand eine kleine Bussole, um das Moment des in der Spirale

entwickelten Magnetismus durch die Tangente des Ablenkungswinkels zu messen. Die Eisenkerne waren aus gewalztem, nicht besonders abgedrehtem Rundeisen geschnitten, hatten die beträchtliche Länge von 560 Millimeter und einen Durchmesser

N. I. = 9 Millimeter; N. II. = 12 Millimeter;
N. III. = 15 Millimeter; N. IV. = 44 Millimeter.

Die Ergebnisse der Beobachtungen sind in *Fig. X.* graphisch dargestellt. Die Abscissen sind dem galvanischen Effecte (Product aus der Windungszahl in die chemischen Einheiten der Stromstärke), die Ordinaten den Maassen für das entsprechende Moment der Eisenkerne, nach Abzug der Spiralewirkung, proportional aufgetragen. So entstanden die vier ausgezogenen Curven, entsprechend den vier Eisenkernen I—IV.

Trotz kleiner Abweichungen ist der allgemeine Charakter der Curven unverkennbar. Alle neigen sich der Abscissenaxe zu und beweisen, dass **für diesen grossen Umfang der Ströme und Stabdurchmesser die Proportionalität des magnetischen Momentes zur Stromstärke um so weniger stattfindet, je dünner die Eisenkerne sind.** Während die Curve des stärksten Cylinders noch beinahe als Gerade betrachtet werden kann, hat sich die Curve N. I. schon sichtlich einer zur Abscissenaxe parallelen Geraden asymptotisch angenähert, zum Beweis, dass eine weitere Vermehrung der Stromstärke keine merkliche Vermehrung des Magnetismus mehr erzielen wird.

Müller fasst diese sämmtlichen Versuchsresultate zusammen in folgender empirischen Formel

$$p = a\, d^{\frac{3}{2}} \operatorname{tang} \frac{m}{b \cdot d^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ 1),$$

wo a und b zwei constante Coefficienten bedeuten. Für die angewandten Apparate und die zu Grunde gelegten Einheiten ergaben sich $a = 220$ und $b = 0{,}00005$. Ferner bedeutet p das Maass des galvanischen Effectes, m das Maass des magnetischen Momentes, und d den Durchmesser der Eisencylinder. Für die beiden stärksten Cylinder sind die aus dieser Formel sich ergebenden Curven als punktirte Linien aufgezeichnet, um die Uebereinstimmung derselben mit den Beobachtungswerthen bemessen zu können. Es scheint demnach, dass obige Formel mit hinreichender Genauigkeit die Abhängigkeit des Magnetismus vom galvanischen Effect und von dem Stabdurchmesser ausdrückt.

Ist dieses aber der Fall, so lassen sich folgende Schlüsse ableiten:

1. Für $p = \infty$ ist $\frac{m}{b \cdot d^2} = 90^0$, also $m = b \cdot d^2 \cdot 90^0$; für eine unendliche Stromstärke würde demnach der Stabmagnetismus nur einen endlichen Werth erhalten. **Es giebt also für einen jeden Eisenstab ein absolutes Maximum des Magnetismus, welches dem Quadrate des Durchmessers, also dem Querschnitte des Stabes, proportional ist.**

2. Entspricht nun das absolute Maximum für jeden Stab einem Werthe $\frac{m}{b\,d^2} = 90^0$, so wird man, wenn man in verschieden dicken Stäben einen aliquoten Theil dieses Maximums erzielen will, die Grösse $\frac{m}{b\,d^2}$ dem entsprechenden Theile von 90^0 gleich, also allgemein für alle Stäbe einer constanten Grösse C gleich zu setzen haben. Dann wird aber $p = a \cdot d^{\frac{3}{2}} \cdot C$. Das heisst aber: **Um in verschieden dicken Eisenstäben denselben aliquoten Theil ihres magnetischen Maximums zu erzielen, muss man galvanische Effecte anwenden, die sich verhalten wie die Quadratwurzeln aus den dritten Potenzen der Durchmesser.**

3. So lange der Werth von $\frac{m}{b\,d^2}$ nur in kleinen Grenzen variirt, kann man die Tangente dieses Bogens dem Bogen selbst annähernd proportional setzen. Dann geht aber die Formel 1) über in

$$p = a\,d^{\frac{3}{2}}\,\frac{m}{b_{\prime}\,d^2},$$

wo $b_{\prime}$ einen von b verschiedenen constanten Coefficienten bedeutet. Es ist also

$$m = \frac{b_{\prime}}{a}\,p\,\sqrt{d}.$$

d. h. innerhalb enger Grenzen ist der Magnetismus derselben Cylinder dem galvanischen Effect proportional, und innerhalb der Grenzen dieser Proportionalität ist er bei demselben galvanischen Effect in verschieden dicken Eisencylindern der Quadratwurzel aus dem Stabdurchmesser proportional. — Der letzte Theil dieser Folgerung ist es, welcher schon im vorigen Paragraphen unter N. V. besprochen werden musste.

Ausser für die angeführten Versuchsreihen bewährte sich die Formel 1) noch bei andern mit dem Magnetometer und mit abgedrehten Eisenkernen ausgeführten Messungen. Einige weitere von Müller gemachte Folgerungen mögen jedoch hier übergangen werden, weil sie immerhin nur auf einer empirischen Formel basiren.

II. Gegen diese von Müller dargelegten Thatsachen wurde durch Buff und Zamminer [2] Einspruch erhoben. Sie wiederholten für einen weit grössern Umfang der galvanischen Effecte die Versuche Müller's nach der von diesem angegebenen Methode. Das Ergebniss war in allen Fällen eine Bestätigung des Gesetzes von Jacobi und Lenz: Proportionalität zwischen Stromstärke und magnetischem Moment. Der einzige wesentliche Unterschied in der Untersuchungsmethode bestand aber darin, dass die hier angewandten Eisenkerne

N. I.	108	Millimeter Länge	und	55	Millimeter Durchmesser,
„ II.	131	„	„	38	„ „
„ III.	131	„	„	19	„ „
„ IV.	200	„	„	9	„ „

besassen, während die von Müller benutzten, bei etwas geringern Schwankungen der Durchmesser, die ungleich bedeutendere Länge von 560 Millimeter hatten. Jedenfalls glaubten sich Buff und Zamminer zu dieser Abänderung berechtigt, wenn sie voraussetzten, dass gleichstarke galvanische Ströme in Eisencylindern von verschiedener Länge gleiche „Quantitäten“ von Magnetismus ausschieden. Ja, sie glaubten sich sogar genöthigt, diese Abweichung machen zu müssen, indem sie meinten, dass so lange Stangen, wie sie Müller benutzte, selten frei von Coercitivkraft zu erlangen seien. Im vorigen Paragraphen wurde jedoch nachgewiesen, dass die Quantität des Magnetismus in verschieden langen Eisencylindern, welche über ihre ganze Länge hinweg mit galvanischen Spiralen bedeckt sind, in noch stärkerm Verhältniss zunehmen, als das Quadrat der Längen. Es wird also in dem längsten der hier angewandten Cylinder noch nicht zum achten Theil so viel Magnetismus bei sonst gleichen Bedingungen entwickelt worden sein, als in einem von der Länge, wie sie Müller anwandte. Dass aber unter solchen Umständen im einen Falle eine Annäherung zur Sättigung wahrgenommen werden konnte, im andern noch nicht, ist leicht ersichtlich. Und hiermit dürfte auch wohl die Erklärungsweise der Müller'schen Ergebnisse überflüssig sein, infolge deren dieselben aus noch vorhandener Coercitivkraft und demzufolge rückständigem Magnetismus entstanden sein sollten.

III. Eine sehr sinnreiche „Methode, die Abweichung der Magnetisirung des Eisens von der Proportionalität mit der Stromstärke zu beobachten" hat Koosen [3] angegeben. Lässt man nämlich den galvanischen Strom nach einander durch eine Tangentenbussole und eine Magnetisirungsspirale mit eingelegtem Eisenkerne gehen, so kann die gegenseitige Lage von Bussole und Spirale so geordnet werden, dass keine Ablenkung an der Bussole geschieht. Wird nun das Eisen genau der Stromstärke proportional magnetisirt, so darf weder bei einer Vermehrung, noch bei einer Verminderung der Stromstärke eine Ablenkung beobachtet werden. Dagegen kann man aber schliessen, dass das Eisen der Stromstärke nicht proportional magnetisirt wird, wenn bei verändertem Strom eine Ablenkung der Nadel eintritt. Koosen beobachtete nun bei einem Eisenkerne von 1 Zoll Durchmesser keine Ablenkung, dagegen konnte er bei einem eingelegten Eisendrathe von 1 Linie Durchmesser Ablenkungen von 10°—20° zu Gunsten der Bussole bewirken. Die Länge der Eisenkerne ist nicht angegeben. Voraussichtlich wird die Erscheinung an langen Eisenkernen bei gleicher Dicke leichter hervortreten als an kurzen.

IV. Die an die Spitze gestellten Bedenken gegen die in Frage stehenden Gesetze von Jacobi und Lenz bewogen mich, fast gleichzeitig mit Müller von einer etwas andern Seite her den Gegenstand zu beleuchten [4]. Dass Jacobi und Lenz den Magnetismus verschieden dicker Eisencylinder den Durchmessern oder den Umfängen derselben fast proportional fanden, macht es wahrscheinlich, dass derselbe sich vorzugsweise an der Oberfläche anhäuft. Die Art der oben besprochenen Abweichungen, namentlich, dass sie um so stärker hervortritt, je dünner die Cylinder sind, lässt aber ein, wenn auch langsames Eindringen in das Innere des Eisens vermuthen. Haldat [5] beobachtete zwar, dass wenn er ein Stück Flintenlauf durch eine umgebende Spirale magnetisirte, sich dieselbe Tragkraft, sowie dieselbe Wirkung auf eine entfernte Magnetnadel herausstellte, ob der Flintenlauf leer war oder mit einem massiven Eisencylinder ausgefüllt wurde. Gegen diese Versuche lässt sich aber die noch immer beträchtliche Wanddicke des Flintenlaufes geltend machen, und wirklich stellten sich mir andere Ergebnisse heraus, wenn ich Cylinder von ungleich geringerer Dicke zu den Versuchen benutzte.

Zuvörderst versicherte ich mich, dass hohle Eisencylinder von gleichem Umfang *und gleicher* Blechdicke durch dieselben Ströme gleich stark magnetisch wurden, ob *sie* mit eisernen Deckplatten versehen waren oder nicht. Waren demzufolge die Deckplatten unwesentlich, so durften dieselben bei den zu den weitern Versuchen benutzten Cylindern weggelassen werden. Diese Cylinder bestanden aus Eisenblech, waren in einander verschiebbar und besassen folgende Dimensionen:

No.	Umfang in Millimetern.	Blechdicke in Millimetern.
2	97,0	0,52
3	91,4	0,53
4	85,9	0,51
5	79,5	0,54
6	73,9	0,52
7	67,8	0,53
8	61,2	0,53

Alle Cylinder waren 110 Millimeter lang. Es wurde nun nach der unter N. III. des vorigen Paragraphen beschriebenen Methode das magnetische Moment dieser Cylinder bestimmt, wenn sie durch eine galvanische Kupferdrathspirale von 346 Win-

dungen magnetisirt wurden, die über einen hohlen Holzcylinder von 10 Centimeter Länge und 4 Centimeter Weite gelegt war. Die Spirale wurde nämlich in gemessener Entfernung westlich von einer kleinen Declinationsnadel aufgestellt. Kreiste in derselben ein constanter galvanischer Strom, so wurde der dadurch abgelenkten Nadel von Osten her ein Stahlmagnet so lange angenähert, bis die Nadel wieder in ihrer natürlichen Lage einspielte. Aus den Entfernungen der Spirale und des Stahlmagneten von der Nadel konnte das Moment der erstern in Einheiten des letztern gefunden werden. Demnächst wurde bei derselben Stromstärke der weiteste Eisencylinder in die Spirale gelegt und für den so gebildeten hohlen Elektromagneten das Moment abermals bestimmt. Dann wurde der nächst engere Eisencylinder in jenen geschoben und wiederum der Magnetismus gemessen. So wurden immer mehr Eisencylinder in einander geschachtelt, so lange als noch eine Zunahme des Magnetismus in dem ganzen Systeme bemerkbar war. Um den im Eisen befindlichen remanenten Magnetismus zu eliminiren, geschahen alle jene Bestimmungen doppelt, in verkehrten Lagen der Cylinder. Das Moment der Spirale allein gab das Maass für die Stromstärke. Nach Abzug desselben von dem für die Spirale mit eingeschlossenen Cylindern gefundenen Momente, wurde das der Eisencylinder allein erhalten. Diese Operation wurde mit elf verschiedenen Stromstärken wiederholt. Die Ergebnisse sind in den ersten drei Verticalreihen beider Abtheilungen der folgenden Tabelle wiederholt.

Stromstärke.	Nummern der gleichzeitig benutzten Hohlcylinder.	Gesammtmagnetismus der Cylinder.
0,121	2.	0,110
	2. 3.	0,233
	2. 3. 4.	0,246
0,187	2.	0,313
	2. 3.	0,348
	2. 3. 4.	0,365
0,270	2.	0,518
	2. 3.	0,563
	2. 3. 4.	0,577
0,449	2.	0,968
	2. 3.	1,016
	2. 3. 4.	1,044
0,790	2.	1,748
	2. 3.	1,874
	2. 3. 4.	1,913
1,212	2.	2,639
	2. 3.	2,911
	2. 3. 4.	2,971
1,826	2.	3,592
	2. 3.	4,198
	2. 3. 4.	4,329
	2. 3. 4. 5.	4,358

Stromstärke.	Nummern der gleichzeitig benutzten Hohlcylinder.	Gesammtmagnetismus der Cylinder.	Nummer der einzelnen Cylinder.	Magnetismus in denselben.	Mittlere Intensität eines Längsstreifens.
2,975	2.	4,742	2	4,742	0,0940
	2. 3.	6,604	3	1,961	0,0405
	2. 3. 4.	7,024	4	0,420	0,0090
	2. 3. 4. 5.	7,199	5	0,175	(0,0041)
5,150	2.	5,690	2	5,690	0,1128
	2. 3.	9,613	3	3,923	0,0810
	2. 3. 4.	11,823	4	2,210	0,0476
	2. 3. 4. 5.	12,432	5	0,609	0,0142
	2. 3. 4. 5. 6.	12,751	6	0,319	(0,0104)
6,783	2.	6,059	2	6,059	0,1200
	2. 3.	10,710	3	4,651	0,0960
	2. 3. 4.	14,129	4	3,419	0,0737
	2. 3. 4. 5.	15,942	5	1,813	0,0422
	2. . . . . 6.	16,577	6	0,635	0,0165
	2. . . . . 7.	16,860	7	0,283	(0,0079)
	2. . . . . 8.	17,011	8	0,151	(0,0046)
8,510	2.	6,347	2	6,347	0,1258
	2. 3.	11,413	3	5,066	0,1046
	2. 3. 4.	15,500	4	4,087	0,0881
	2. 3. 4. 5.	18,453	5	2,935	0,0684
	2. . . . . 6.	20,019	6	1,566	0,0408
	2. . . . . 7.	20,800	7	0,781	0,0217
	2. . . . . 8.	21,135	8	0,335	(0,0103)

Die drei ersten Columnen beider Abtheilungen der vorstehenden Tabelle zeigen nun, dass das letzte bei jeder Stromstärke benutzte Cylindersystem kaum etwas mehr Magnetismus aufzuweisen hat, als das vorletzte. Und dieses stellte sich auch heraus, wenn noch mehr Cylinder in einander gesteckt worden waren. Ebenso zeigte sich, dass bei den schwachen Strömen in dem äussersten Cylinder N. 2 fast genau ebenso viel Magnetismus entwickelt wurde, als in einem massiven Eisencylinder von gleicher Länge und gleichem Durchmesser. Je stärker jedoch die Ströme waren, um so mehr Cylinder mussten in einander gesteckt werden, um das Moment des massiven Eisencylinders zu erreichen. Uebersichtlich zeigt sich das Gesagte in der Darstellung der *Fig. 78.* Die Linie *0 II.*) stellt in demselben Maassstabe als *Fig. 70* die mit wachsender Stromstärke eintretenden Aenderungen des Magnetismus in dem massiven Eisencylinder dar, indem die Ordinaten der Curve den beobachteten Momenten und die zugehörigen, in 0 beginnenden Abscissen den entsprechenden Stromstärken proportional aufgetragen sind. In analoger Weise geben die Ordinaten der Curve *0 2.*) die Momente des Hohlcylinders N. 2, die der Curve *0 3.*) die Momente der in einander gesteckten Hohlcylinder N. 2 und N. 3 und so fort, immer für dieselben den Strömen proportionalen Abscissen. Hierdurch wird es aber augenfällig, dass der Elektromagnetismus sich vorzugsweise an der Oberfläche des Eisens entwickelt, dass er aber in das Innere desselben eindringt, und zwar um so tiefer, je stärker der erregende galvanische Strom ist; ferner, dass jede Schicht des weichen Eisens einen Sättigungspunkt hat, welcher in vorliegenden Versuchen für den äussersten Cylinder schon fast erreicht ist, indem die Curve *0 2.*) sich gegen Ende fast der Abscissenaxe parallel bewegt. Ebenso zeigt sich endlich, dass der Magnetismus — in Cylindern von gleicher Länge wird ja der Magnetismus durch das Moment gemessen — in hohlen und massiven Eisencylindern gleich stark durch dieselben Ströme entwickelt wird, wenn nur überhaupt genug Eisenmasse zu seiner Entwickelung vorhanden ist. Die letzte Folgerung ist trotz der kleinen Differenzen zwischen den Curven *0 8.*) und *0 II.*) gestattet, denn die hohlen Cylinder waren aus Eisenblech zusammengelöthet und nicht regelmässig abgedreht, während der massive Cylinder keinen Grund einer Einbusse aufweisen konnte.

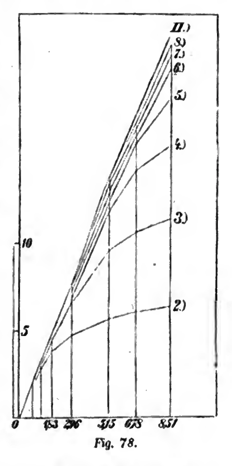


Fig. 78.

Jedenfalls steht eine von DE LA RIVE [6] beobachtete Erscheinung mit der Thatsache, dass der Magnetismus nur langsam von der Peripherie eines Eisenstabes in das Innere desselben vordringt, im Zusammenhange. Der genfer Physiker beobachtete nämlich, dass eine Scheibe von Eisenblech nicht von den Polen eines starken Elektromagneten angezogen wird, sobald der Durchmesser des letztern merklich grösser ist als der der Scheibe, und sobald beide conaxial zu einander stehen.

Haben die vorstehenden Gesetze den Charakter allgemeiner Gültigkeit, so müssen die nächstfolgenden einstweilen noch auf die Grenzen der Versuchsmethode beschränkt bleiben, und es darf ihre Allgemeinheit nur als eine wahrscheinliche bezeichnet werden. Es ist nämlich wohl möglich, dass die Gesetze andere werden, wenn der Magnetismus in continuirliche Eisenmassen vordringt, während hier ihm nur discontinuirliche, in einander gesteckte Eisenhüllen geboten wurden. Die hier zu be-

sprechenden Folgerungen sind aus der vierten, fünften und sechsten Columne der zweiten Abtheilung vorstehender Tabelle zu entnehmen. Die fünfte Columne ist aus der dritten entstanden, durch Subtraction der vorangehenden Zahlen von den nachfolgenden, sie enthalten also Ausdrücke für denjenigen Magnetismus, welcher bei Anwendung eines grössern Complexes von Eisenhüllen in jeder einzelnen entwickelt wird. Die Nummer des entsprechenden Cylinders ist in der vierten Columne verzeichnet. In Betracht nun aber, dass diese Magnetismen an einer immer geringern Masse von Eisen auftreten, je weiter diese Cylinder nach innen liegen, ist in der letzten Columne die mittlere Intensität des Magnetismus in jedem Längsstreifen der einzelnen Cylinder verzeichnet. Die Zahlen dieser Reihe wurden mittels Division der Zahlen der vorangehenden Reihe durch das Product aus dem Umfange der Cylinder in deren Blechdicke gewonnen. Am wenigsten werden wir fehlen, wenn wir diese mittlere Intensität auf die Mitte zwischen den innern und äussern Umfang der einzelnen Cylinder beziehen, und somit ergeben sich aus der die Cylinderdimensionen enthaltenden Tabelle folgende Abstände von der äussersten Peripherie des ganzen Cylindersystems für jene berechnete mittlere Intensität:

Abstände	0,26	0,79	1,32	1,86	2,39	2,92	3,45
Cylinder	2	3	4	5	6	7	8.

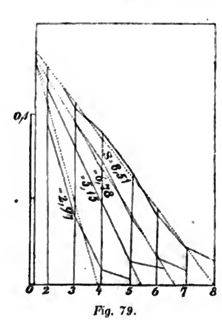


Fig. 79.

Diesen Abständen proportional sind in *Fig. 79* die Abscissen aufgetragen, die Ordinaten dagegen entsprechen den Zahlen für die mittlere Intensität. Die vier Curven gehören den beigeschriebenen Stromstärken S zu. Lässt man die letzten, offenbar fehlerhaften, in der Tabelle eingeklammerten Beobachtungen ausser Acht, so können diese vier Curven sehr wohl als gerade Linien betrachtet werden, deren wahrscheinlichste Formeln sind

$$(S = 8{,}51); \quad I = 0{,}134 - 0{,}039 \cdot x$$
$$(S = 6{,}78); \quad I = 0{,}129 - 0{,}049 \cdot x$$
$$(S = 5{,}15); \quad I = 0{,}129 - 0{,}062 \cdot x$$
$$(S = 2{,}97); \quad I = 0{,}129 - 0{,}103 \cdot x,$$

wo I die mittlere Intensität bezeichnet. Diese Geraden sind punktirt in der Figur eingetragen. Setzt man nun in diesen Formeln $x = 0$, so erhält man die mittlern Intensitäten des Magnetismus an der äussersten Oberfläche des Cylindersystems bei den verschiedenen Stromstärken und zwar bezüglich

$$= 0{,}134; \quad 0{,}129; \quad 0{,}129; \quad 0{,}129.$$

Diese Werthe sind aber so nahe einander gleich, dass wir das Mittel aus denselben und zwar

$$I_0 = 0{,}130$$

für die Intensität des Magnetismus an der Oberfläche nehmen und zugleich schliessen dürfen: Es ist wahrscheinlich, dass der Elektromagnetismus an der Oberfläche des Eisens bei jeder Stromstärke dieselbe mittlere Intensität erlangt, und dass diese Intensität nach der Axe des Eisenkernes abnimmt, umgekehrt proportional zum Abstande von der Oberfläche.

Fragt man dagegen nach denjenigen Stellen im Innern der Cylinder, wo die Intensität des Elektromagnetismus bis auf Null herabgesunken ist, so ergeben sich dieselben, also die Abstände x_0 von der äussersten Oberfläche des Cylindersystems,

bis zu welchen der Magnetismus eingedrungen ist, wenn man in den vorstehenden Formeln $I = 0$ setzt. Es ist dann bezüglich

$$x_0 = 3{,}41\,; \;= 2{,}66\,; \;= 2{,}09\,; \;= 1{,}25.$$

Tragen wir diese Werthe als Ordinaten zu den zugehörigen Stromstärken S als Abscissen auf, so entsteht die Curve der *Fig. 80.* Dieselbe fällt nahe mit der punktirt eingezeichneten geraden Linie zusammen, deren wahrscheinlichster Verlauf ausgedrückt ist durch die Formel

$$x_0 = 0{,}072 + 0{,}390 \cdot S.$$

Diese Linie schneidet nicht im Coordinatenanfangspunkt ein, sondern liegt gänzlich über der positiven Seite der Abscissenaxe. Hieraus können wir aber folgern: Es ist wahrscheinlich, dass der Elektromagnetismus nur bis zu einer gewissen Tiefe von der Oberfläche her in das Innere eines Eisencylinders eindringt, und dass diese Tiefe in schwächerm Verhältniss wächst, als die Stärken der erregenden Ströme, aber in stärkerm als die Quadratwurzeln dieser Ströme.

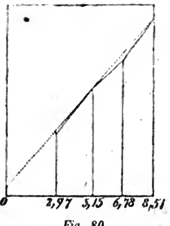


Fig. 80.

Diese Untersuchungen klären aber die Vermehrung des Magnetismus durch Erhöhung der Stromstärke bis zu dem in den voranstehenden Untersuchungen nachgewiesenen Sättigungszustand in folgender Weise auf. Der Elektromagnetismus ist in einem Eisencylinder nicht gleichmässig vertheilt, und die Vermehrung desselben durch Erhöhung der Stromstärke rührt nicht von einer gleichförmigen Erhöhung der Intensität desselben her. Vielmehr wird die äusserste Oberfläche eines Eisencylinders schon durch die schwächsten Ströme mit Magnetismus gesättigt. Mit Zunahme der Ströme dringt aber der Magnetismus von der Oberfläche nach der Axe des Eisenkernes vor, und zwar etwas langsamer als die Ströme selbst wachsen. Auf diesem Wege trifft er immer engere und engere Cylinderschichten, also immer weniger Boden sich zu entfalten. In demselben Maasse muss aber auch seine Quantität stärker abnehmen, als sie im Verhältniss zur Stromvermehrung abnehmen sollte. Natürlich ist die Abnahme viel weniger bemerkbar in dicken als in dünnen Cylindern, denn in beide dringt er mit derselben Geschwindigkeit vor, wird also im dünnern Cylinder unter sonst gleichen Umständen schon verhältnissmässig engere Schichten angetroffen haben als im dicken Cylinder. Der Sättigungszustand selbst hat endlich darin seinen Grund, dass der Magnetismus beim Vordringen in das Innere des Eisens schliesslich keinen Boden zu seiner Entfaltung mehr vorfindet.

---

[1] Müller und Gartenhauser. *Pogg. Ann. 79. 337. (30. Jan. 1850.) — *Müller's Bericht über die Fortschritte der Physik. Bd. 1. (Braunschweig 1849.) S. 494 ff.

[2] Buff und Zamminer. *Liebig's Annalen. 75. 83. (1850.)

[3] Koosen. *Pogg. Ann. 85. 159. (1852, d. d. 20. Dec. 1851.)

[4] v. Feilitzsch. *Pogg. Ann. 80. 321. (4. Apr. 1850.)

[5] de Haldat. *Comptes rend.* V. 18, p. 843 (6. Mai 1844) et V. 20, p. 20. (1845.) — *Arch. de l'Électr.* 5. 394. — *Inst.* N. 576 et N. 578. — *Fortschritte der Physik für 1845. (Berlin 1847.) S. 575. — *Müller's Bericht über d. Fortschr. d. Ph. Bd. 1. (Braunschweig 1849.) S. 518.

[6] de la Rive. *Pogg. Ann. 65. 636. (1845.) — * *Comptes rend.* 20. 1287. (28. Avr. 1845. Brief an Arago.)

§. 18. Anziehung zwischen einem Eisencylinder und einer conaxialen, ihn umgebenden galvanischen Spirale.

Eine Aeusserung des im weichen Eisen durch den galvanischen Strom erregten Magnetismus ist die gegenseitige Anziehung zwischen dem magnetisirten Eisenkern und der magnetisirenden Spirale. Da nämlich der Eisenkern zum Magneten geworden ist, wird er sich ganz ähnlich einem Stahlmagneten zur magnetisirenden Spirale verhalten. Demnach wird sich namentlich auch die im zwölften Paragraphen des ersten Abschnittes für einen Magneten nachgewiesene stabile Gleichgewichtslage in der Mitte der Spirale auch für den Eisenkern geltend machen. Haben wir es aber bei dem Magneten mit einer sich gleichbleibenden Kraft zu thun, gegen welche wir einen veränderlichen Strom reagiren lassen können, und wird demgemäss die Wirkung blos dieser veränderten Grösse proportional sein, so ist bei Anwendung eines Kernes von weichem Eisen statt des Magneten die in diesem erregte Magnetkraft selbst wieder abhängig von der Stärke des Stromes. Nothwendiger Weise muss also die Wechselwirkung beider Kräfte im letztern Falle dem Quadrate der Stromstärke proportional ausfallen. Ingleichen zeigte sich oben, dass die Kraft, mit welcher ein Stahlmagnet in das Innere einer Spirale gezogen wird, eine geringste ist, wenn die Mitten des Magneten und der Spirale zusammenfallen, dass dieselbe von da an bis zu einem gewissen Punkte zunimmt, wenn beide Mitten sich von einander entfernen, und demnächst bei weiterer Entfernung wieder abnimmt. Das Analoge hat sich auch für das weiche Eisen herausgestellt, nur mit dem Unterschiede, dass der Punkt der grössten Anziehung im letzten Falle der Mitte der Spirale beträchtlich näher liegt als im ersten Falle. — Abermals war es der Wunsch, den Elektromagnetismus technisch nutzbar zu machen, welcher theoretische Untersuchungen über diesen Gegenstand veranlasste, indem die Kraft, mit welcher Spirale und Eisenkern einander anziehen, eine sehr bedeutende ist.

Die an Eisencylindern nachgewiesene stabile Gleichgewichtslage in der Mitte der Spiralen findet sich nicht vor, wenn die Cylinder zu dünnen Platten verkürzt werden. Eine Scheibe von Eisenblech, parallel zu den Ebenen der Spiralewindungen in der Richtung der Spiraleaxe beweglich aufgestellt, strebt sich in die Ebenen der obersten oder untersten Windungen der Spirale einzustellen.

I. Die wichtigsten „Messungen über die Grösse der Kraft, welche zwischen einer elektrischen Spirale und einem in ihrer Axe befindlichen Eisenkern in der Richtung dieser Axe wirkt“, rühren von Hanckel [1] her. Derselbe hing eine galvanische Spirale mit verticaler Axe an einem Arm einer empfindlichen Wage auf, und liess die freien Enden derselben in Quecksilbergefässe tauchen, welche den Strom zu- und ableiteten. Der Strom wurde durch eine Sinusbussole gemessen. Unter dem Wagebalken stand ein senkrechter Eisencylinder, dessen Axe mit der Axe der Spirale zusammenfiel. Die Kraft, mit welcher der Eisenkern die Spirale aus verschiedenen Höhen abwärts zog, wurde durch das Gewicht gemessen. Die Länge der Spirale betrug 91 Millimeter und der innere und äussere Durchmesser 55,8 Millimeter und 90 Millimeter. Zuvörderst wurde ein Eisencylinder von 815 Millimeter Länge und 29,7 Millimeter Durchmesser angewandt, um das Verhältniss zwischen der Stromstärke und der dadurch erzeugten Kraft zu ermitteln. Dabei befand sich die Spirale in einer solchen Höhe, dass die Ebene ihrer obersten Win-

dungen mit dem obersten Rande des Cylinders zusammenfiel. Da der Einfluss des Erdmagnetismus sich bei dem langen Eisenstabe sehr bemerklich machte, wurden stets doppelte Bestimmungen für entgegengesetzte Stromesrichtungen nothwendig. Diese Bestimmungen liessen aber einerseits zu, den Einfluss des Erdmagnetismus zu eliminiren, und dann zeigte sich, dass die fragliche Kraft proportional dem Quadrate der Stromstärke wuchs, indem der Strom bei dieser Wechselwirkung sowohl als magnetisirende wie auch als anziehende Kraft auftritt. Andererseits konnte durch Subtraction aus je zwei Werthen für entgegengesetzte Stromesrichtung der Einfluss des Erdmagnetismus ermittelt werden, und dieser stand, wie zu erwarten, in einfachem Verhältniss zur Stromstärke. — Es wurde demnächst eine andere, der an dem Wagebalken aufgehangenen gleiche Spirale um den Eisenkern herum fest aufgestellt und durch diese derselbe Strom geführt, welcher die erste Spirale durchlief. Welche Stelle des Eisenkernes nun auch die letztere Spirale umgeben mochte, so zeigten die Wägungen, dass die zur Wiederherstellung des Gleichgewichtes nöthigen Gewichte auch jetzt noch sich verhalten, wie die Quadrate der Stromstärken. — Es war denn also möglich, Messungen bei verschiedenen Stromstärken unter einander zu vergleichen. Demgemäss wurden in den nachfolgenden Versuchsreihen die durch die Gewichte gemessenen Kräfte zurückgeführt auf eine Kraft, die durch einen Strom hervorgebracht werden würde, welcher an der Sinusbussole eine Ablenkung von 1^{0} bewirkt hätte.

Nach Erörterung des Verhältnisses zur Stromstärke stellte Hanckel Versuche über die absolute Grösse der in Rede stehenden Kraft an, und benutzte zuvörderst blos eine Rolle, welche er über verschiedenen Punkten des Stabes von oben herab im Gleichgewichte hielt. Die Curve *EB* der *Fig. 81* stellt die Ergebnisse dieser Messungen dar. *OX* ist der Länge des Eisenstabes und die von *O* anfangenden Abscissen sind den Abständen der Mitte der Spirale vom obern Ende des Eisenstabes proportional aufgetragen. Die entsprechenden Ordinaten stellen die berechneten Kräfte für eine Stromstärke = sin 1^{0} dar. Das Maximum der Kraft ergab sich bei einem Abstande von 51 Millimeter und betrug 171 Milligramme. Von da an nahm die Anziehung nach beiden Seiten ab, und war über der Mitte des Stabes gleich Null. — Bei einer zweiten Versuchsreihe wurden die beiden gleichen Drathrollen zusammengebunden, sodass sie eine einzige Rolle von doppelter Länge bildeten, und wurden vereint an der Wage aufgehangen. Die Versuche stellen sich in der Curve *AB* dar. Hier ist die Maximumlage der Mitte des Stabes etwas näher gerückt. Die hier statthabende Anziehung wurde = 539 Milligramme gefunden. Dieselbe beträgt beinahe die vierfache Grösse von der für eine Spirale gefundenen, und würde genau das Vierfache erreicht haben, wenn die Drathmassen beider Spiralen auf dieselbe Spule aufgewunden gewesen wären und nicht, wie es hier der Fall war, über einen Raum von doppelter Länge sich ausgebreitet hätten. Wie vorauszusehen, stellte sich auch dieses Verhältniss heraus bei Anwendung einer Rolle,

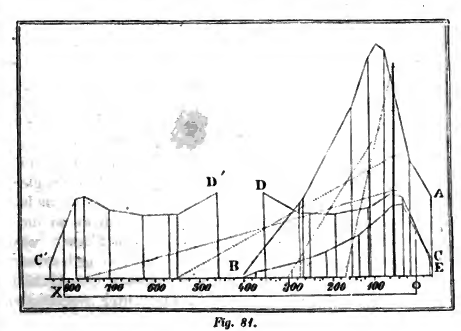


Fig. 81.

auf welche zwei Dräthe neben einander gewunden waren, sobald einmal blos einer, das andere Mal aber beide Dräthe nach einander von gleich starken Strömen durchlaufen wurden.

Demnächst wurde die eine der beiden Drathrollen wiederum allein an der Wage aufgehangen und in unveränderter Stellung bei 51 Millimeter vom obern Ende des Stabes erhalten, während die andere mit ihrer Mitte nach einander über die Stellen

764; 551; 301; 162 Millimeter

des Eisenstabes gehalten wurde. Der Strom durchlief beide Rollen nach einander. Nach Reduction der Wägungen auf sin 1° ergaben sich die respectiven Kräfte

199; 264; 396; 498 Milligramme.

Dieselben finden sich in der Figur auf der Abscisse 51 so verzeichnet, dass die ihnen zugehörigen Ordinaten mit den Stellen, an denen sich die Mitte der andern Rolle befand, durch punktirte Linien verbunden sind. Die Wirkung der beiden Rollen auf einander war sogar bei der grössten Nähe beider sehr gering; er betrug in diesem Falle (auf sin 1° reducirt) 14 Milligramme. — Auffallend ist die geringe Vermehrung des Zuges, wenn beide Rollen an der Wage aufgehangen wurden. Bei der obersten Lage der festen Rolle wurde der Werth 498 Milligramme und nach Abzug von 14 Milligrammen, wegen der directen Wirkung der Rollen auf einander, wurden 484 Milligramme gefunden. Die Mitte zwischen beiden Rollen fällt etwa auf die Abscisse 103 Millimeter, für welche bei Aufhängung beider vereinigten Rollen (Curve *AB*) der Werth 515 Milligramme gefunden wurde, der nur um beiläufig 8 Procent grösser ist, als 484 Milligramme. Diese sonderbare Erscheinung erklärt sich vielleicht in folgender Weise. Wäre der Eisencylinder blos so lang gewesen, dass er aus beiden Spiralen gleich weit hervorgeragt hätte, so würde sein Indifferenzpunkt zwischen beide Spiralen, also auf die Abscisse 103 gefallen, und die eine Spirale würde ebenso stark nach oben als die andere nach unten gezogen worden sein. Beide Spiralen zugleich an der Wage aufgehangen, würden demgemäss keine Zugkraft geäussert haben. Im vorliegenden Falle ist aber der Eisencylinder beträchtlich über die untere Spirale hinaus verlängert, ohne dass der Ort der magnetischen Erregung verändert worden wäre. Hierdurch ist der magnetische Indifferenzpunkt ebenfalls nach unten gerückt, jedoch, wie es den Anschein hat, nur bis zu einer geringen Entfernung unter die untere Spirale. Letztere wird also, diesem Indifferenzpunkte nahe liegend, nur mit einer geringen Kraft nach unten gezogen, und sonach, mit der obern Spirale zugleich an der Wage aufgehangen, die Zugkraft der letztern nur um ein Geringes vermehren. Wird dagegen die untere Spirale festgehalten, und wirkt die obere allein an der Wage, so ist letztere noch um mehr als die ganze Länge der untern Spirale vom Indifferenzpunkte entfernt, und wird daher mit unverhältnissmässig viel grösserer Kraft angezogen.

Eine weitere Versuchsreihe bezweckte, die Wirkung zweier gleich weit von beiden Enden des Eisenkernes aufgestellter Spiralen zu erforschen. Der bisher benutzte Eisencylinder diente auch hier. Die an der Wage aufgehangene Rolle befand sich in verschiedenen Abständen vom obern Ende des Eisencylinders, und ihre Zugkraft wurde durch das Gewicht ermittelt, während die andere Rolle in gleichen Abständen vom untern Ende des Eisencylinders aufgestellt wurde. Die Ergebnisse dieser Versuche sind nach der angegebenen Reduction auf 1° Ablenkung in den Curven *CD* und *C′D′* wiedergegeben. Die eine Curve *CD* ist die durch die Wägung wirklich ermittelte, die andere *C′D′* würde die Anziehung nach oben darstellen, welche der untern Rolle zukommt. Die hier gefundene Curve zeigt zwei Maxima, das eine an dem äussersten Ende des Stabes, das andere gegen die Mitte hin. Sie entsprechen respective den Abscissen 51 Millimeter und 354 Millimeter, sowie den Zugkräften als Ordinaten 199 Milligramme und 201 Milligramme. Auffallend ist auch hier das zweite Maximum, indem, wenn beide Rollen zugleich an

der Wage hängen würden, die Wirkung = 0 wäre. Doch wird hierdurch nur die oben schon ausgesprochene Ansicht bestätigt, indem in dem letzten Falle die Zugkraft der untern Rolle nach oben die nach unten gerichtete der obern Rolle aufhebt, was bei der wirklich benutzten Anordnung nicht stattfindet. — Diese letztere Versuchsreihe wurde wiederholt mit Eisenstäben von halber Länge und gleicher Dicke, von gleicher Länge und halber Dicke, und von halber Länge und halber Dicke, und gab analoge Erfolge.

Aus den Versuchen mit zwei Cylindern von gleicher Länge und von Durchmessern, die sich wie 1 : 0,5 (genauer wie 1 : 0,498) verhielten, ging dasselbe hervor, was schon oben in §. 16, N. V., besprochen wurde, nämlich, dass der Cylinder von geringerem Durchmesser verhältnissmässig etwas stärker anziehend auf die Spirale wirkte, als der dickere Cylinder. Es ergab sich nämlich

bei einem Abstande der Mitte der beiden Rollen von dem obern Ende des Eisenstabes	ein Verhältniss der Wirkung des dickern zu der des dünnern Stabes
obere Rolle 51 Millimeter untere „ 764 „	1 : 0,66
obere „ 251 „ untere „ 564 „	1 : 0,78.

Aus diesen und andern Versuchen scheint auch hervorzugehen, dass dieses Verhältniss etwas grösser wird, wenn beide Rollen der Mitte des Stabes sich mehr annähern.

Endlich wurden noch Versuche mit hufeisenförmig gebogenen Stäben angestellt. Die Stäbe wurden an der Wage aufgehangen, während ihre Schenkel in feststehende Spiralen hinabhingen. Die Anziehungen wurden hier bedeutend grösser gefunden als für gerade Stäbe von gleichen Dimensionen, wie folgendes Beispiel zeigt, in welchem die Messungen auf eine Stromstärke = sin 1° reducirt sind.

Abscissen der Curve *CD* für den geraden Eisenstab von 815 Millimeter Länge und 29,7 Millimeter Dicke . .	28	51	188
Entsprechende Kräfte (Ordinaten)	184	199	148
Kräfte an einem Hufeisen von den Dimensionen des Stabes für dieselben Abscissen	207	233	206
Differenzen	23	34	58.

Ueberdem wachsen die Differenzen entschieden zu Gunsten des Hufeisens mit dem Abstande der Spiralen von den Enden der Eisenkerne. Die grössere Wirkung der Hufeisen erklärt sich leicht durch den gegenseitigen Einfluss, welchen die parallelen Schenkel auf einander ausüben.

II. Es mögen hier zur Vergleichung der wechselseitigen Anziehung zwischen einem Eisenkerne zu der erregenden Spirale und einem Stahlmagneten zu derselben, noch folgende Versuchsreihen angeführt werden. Dieselben wurden ganz mit den nämlichen Vorrichtungen angestellt, welche im vorigen Abschnitte, §. 12, N. V., benutzt worden waren, nur dass statt des dortigen 101 Millimeter langen und 20,3 Millimeter im Umfange haltenden Stahlmagneten ein Cylinder von weichem Eisen, 102 Millimeter lang, 21 Millimeter im Umfang und 25,567 Gramme schwer, an der Wage hing. Dieser Cylinder wurde an derselben Stelle, wie jener Magnetstab, in der Axe der Spirale aufgehangen und jedesmal das Gewicht bestimmt, welches für verschiedene Stromstärken den Stab im Gleichgewichte zu halten im Stande war. Für jede Stromstärke wurde in der Tangentenbussole und in der Spirale dem Strome die entgegengesetzte Richtung ertheilt, sodass auch die Polarität des Stabes wechselte. Die folgende Tabelle enthält diese Beobachtungen, sowie die Tangenten aus den Mitteln der Ablenkungswinkel und die Mittel aus den entsprechenden

Wägungen. Die letzte Columne enthält die Quotienten aus den Mitteln m der beobachteten Anziehungen durch die Quadrate der entsprechenden Stromstärken

Ablenkungswinkel beobachtet.	Die Spirale kehrte nach oben den	Tangente aus deren Mittel. S.	Beobachtete Anziehung in Milligrammen.	Mittel aus denselben.	$\frac{m}{S^2}$
15,0°	S Pol	0,2680	77	67,0	0,93
15,0	N „		57		
20,3	S „	0,3669	137	134,5	1,00
20,0	N „		132		
24,8	S „	0,4547	229	210,5	1,02
24,1	N „		192		
31,0	S „	0,5895	366	355,5	1,02
30,0	N „		344		
40,0	S „	0,8122	705	694,5	1,05
38,3	N „		684		
43,1	S „	0,9131	920	899,0	1,08
41,7	N „		878		

Die grosse Uebereinstimmung der Zahlen in der letzten Columne zeigt auch hier, dass die Anziehung einer Spirale gegen einen Cylinder von weichem Eisen proportional ist dem Quadrate der Stromstärke. Das geringe Ansteigen der Zahlen dieser Reihe dürfte davon herrühren, dass die Stromstärken bei gewöhnlichen Tangentenbussolen etwas rascher wachsen, als die Tangenten des Ablenkungswinkels (Erster Abschnitt, §. 10).

Die zweite Versuchsreihe wurde angestellt zur Ermittelung der Stärke der Anziehung zwischen dem Eisencylinder und der Spirale bei verschiedenen Abständen der Mitten beider von einander. Die folgende Tabelle enthält in den ersten vier Columnen die Ergebnisse der Messungen bei einer Stromstärke = tg 36,4°, und in der fünften Columne diejenige Anziehung, welche sich ergeben haben würde, wenn die Stromstärke durch eine Ablenkung von 15° an der Tangentenbussole gemessen worden wäre. Nach dem Ergebnisse der vorstehenden Versuchsreihe konnte diese Rechnung ausgeführt werden.

Abstand der Mitte des Eisenkernes von der Mitte der Spirale in Centimetern.	Beobachtete Anziehung in Milligrammen			Berechnet für $S = \text{tg } 15°$.
	Südpol nach oben.	Nordpol nach oben.	Mittel. m.	$m \cdot \frac{\text{tg}^2\,15°}{\text{tg}^2\,36°,4}$.
18,65	35	52	58	8
17,65	131	117	124	16
16,65	215	215	215	28
15,65	309	314	311	41
14,65	431	423	427	56
13,65	508	558	533	73
12,65	557	602	579	77
11,65	552	582	567	75
10,65	502	532	517	68
8,65	272	272	272	36
6,65	72	74	73	10
4,65	23	23	23	3
2,65	15	11	13	2
0,65	3	1	2	—
— 1,35	— 5	— 10	— 7	—

Die graphische Darstellung dieses Verhaltens zeigt *Fig. 57* in der mit „Eisen“ bezeichneten Curve. Die Verticalabmessungen derselben entsprechen den Zahlen der ersten, die Horizontalabmessungen denen der vierten Columne dieser Tabelle. Diese Zusammenstellung mit der analogen Curve für einen Magneten zeigt, dass bei einer fast drei mal stärkern Stromkraft die Wechselwirkung zwischen Spirale und Eisencylinder im Maximum kaum grösser ausfiel, als die zwischen derselben Spirale und einem Magneten von fast den Dimensionen des Eisencylinders. Bei gleicher Stromkraft fällt, wie die letzte Columne dieser Tabelle im Vergleich mit der im Ersten Abschnitt, §. 12, N. V., aufgeführten zeigt, dieses Missverhältniss noch ungleich mehr zum Nachtheile des weichen Eisens aus. Da aber für den Stahlmagneten die Kraft nur ein wenig stärker wächst, als die Ströme, für den Eisencylinder aber zunimmt wie die Quadrate dieser Ströme, so wird bei starken Erregungen der Vortheil sich wieder zum Eisencylinder wenden. Ferner zeigen die beiden dort zusammengestellten Curven, dass das Maximum der Wirkung für den Eisencylinder der Mitte der Spirale ungleich näher fällt, als das für die Wirkung des Stahlmagneten. Den letztern können wir ohne grossen Fehler als mit einer constanten Kraft begabt annehmen. Demzufolge wird aber das Maximum der Wechselwirkung zwischen Stromkraft und „Magnetismus“ dann statthaben, wenn ungefähr die Mitte des Magnetstabes in der Ebene der obern Spiralwindung liegt. Der Magnetismus des Eisenkerns ist aber im vorliegenden Falle veränderlich, er wird erst am stärksten ausfallen, wenn seine Mitte in der Mitte der Spirale liegt. Hieraus leuchtet aber ein, dass von einem gewissen Abstande nach der Mitte der Spirale hin die Wirkungen für den Eisenkern verhältnissmässig grösser, von diesem Abstande an abseits aber kleiner ausfallen müssen als die für den Stahlmagneten.

III. Die absolute Grösse der Kraft, mit welcher Eisenstäbe in das Innere einer thätigen Spirale gezogen werden, ist sehr bedeutend. Schon durch Spiralen mit mässig vielen Windungen werden Eisendräthe gegen die Richtung der Schwerkraft emporgehoben und im Innern derselben festgehalten. Der grossartigste Versuch in dieser Beziehung rührt von PAGE [2] her. Derselbe vermochte in einem Falle mittels einer Spirale von 1 Fuss Durchmesser eine Eisenstange von 300 Pfund, in einem andern sogar eine Stange von 532 Pfund mittels einer Spirale von entsprechendem Durchmesser auf eine Höhe von 10 Zoll senkrecht zu heben. Um letztere wieder nieder zu drücken, bedurfte es einer weitern Kraft von 508, also in Summe einer Kraft von 1040 Pfund.

IV. Zeigten die vorstehenden Thatsachen, dass Eisencylinder soweit in das Innere einer galvanischen Spirale gezogen werden, bis dieselben in der Mitte der letztern ihre stabile Gleichgewichtslage finden, so wird die Erscheinung eine andere, wenn die Cylinder bis zu dünnen Platten verkürzt werden [3]. Wird eine Platte von dünnem Eisenblech in horizontaler Lage an einem Wagebalken aufgehangen und äquilibrirt, und befindet sie sich in der Mitte und conaxial zu einer umgebenden Kupferdrathspirale, ohne dieselbe jedoch zu berühren, so beobachtet man, dass, sobald ein Strom in der Spirale circulirt, die Platte nach dem nächsten Ende der Spirale hingezogen wird. Bezüglich der in der Richtung der Axe wirkenden Kraft findet sie in der Ebene der obersten und untersten Windungen zwei stabile Gleichgewichtslagen; was dagegen die senkrecht zur Axe gerichteten Kräfte betrifft, so hat die Platte, ebenso wie Magnet- oder Eisenstäbe, das Bestreben, sich gegen die Innenwand der Spirale zu lehnen (Erster Abschnitt, §. 12, VI.). — Die hier besprochene Erscheinung ist mir mit dünnen Platten von 62 Millimeter Durchmesser und 16,6 Grammen Gewicht stets gelungen, sowohl, wenn ich eine Spirale von 80 Millimeter innerm und 110 Millimeter äusserm Durchmesser bei einer Höhe von 20 Millimeter, als auch, wenn ich eine Spirale von 155 Millimeter äusserm Durchmesser, aber sonst denselben Dimensionen, anwandte.

[1] HANCKEL. *Verhandlungen der königlich sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften zu Leipzig; math. phys. Klasse. 1850. II. S. 78.
[2] PAGE. *Silliman American Journal.* [2.] V. 10. p. 349 u. V. 11. p. 86. — *Krönig's Journal für Physik des Auslandes. B. 1. S. 242 u. 249. — *Liebig und Kopp Jahresbericht für 1851. S. 236.
[3] v. FEILITZSCH. *Pogg. Ann. 92. 536. (1854.) N. 31.

§. 19. Tragkraft und Anziehung stabförmiger Elektromagnete.

Das Erregen von Inductionsströmen beim Entstehen und Verschwinden des Elektromagnetismus, das Ablenken einer Magnetnadel und die Anziehung zur magnetisirenden Spirale waren Wirkungen, nach denen wir bisher den Gesetzen der durch den galvanischen Strom erregten Magnete nachzuspüren suchten. Es bleibt noch eine Wirkung übrig, nämlich der durch jene Magnete erregte Magnetismus in magnetisirbaren Substanzen, und die damit zusammenhängende Anziehung derselben, bis zur unmittelbaren Berührung, sowie die Anziehung und Abstossung, welche die befreundeten oder feindlichen Pole zweier Elektromagnete auf einander ausüben.

Nähert man zwei Elektromagnete mit ihren befreundeten Polen einander an, so zeigt die einfachste Beobachtung, dass sie sich gegenseitig anziehen, und dass diese Anziehungskraft in rascher Progression zunimmt, in dem Maasse, als die Entfernung abnimmt. Dasselbe findet aus denselben Gründen statt, wenn man zwei Eisencylinder von entgegengesetzten Seiten her in das Innere einer und derselben thätigen galvanischen Spirale führt und demnächst einander annähert. Haben sich die befreundeten Pole berührt, alsdann haben sie ihre Individualität gegenseitig vernichtet, an ihre Stelle ist ein Indifferenzpunkt getreten und beide Elektromagnete verhalten sich wie ein einziger von doppelter Länge mit entgegengesetzten Polen an beiden Enden. Da aber, wie wir früher sahen, gerade im Indifferenzpunkte die grösste „Quantität" von Magnetismus vertheilt worden ist, so wird auch jetzt eine Veränderung in der magnetischen Vertheilung beider Stäbe stattgefunden haben. Die vor der Berührung in der Mitte jedes Stabes vorhandenen Maxima der magnetischen Quantitäten sind nach den berührenden Polen gerückt, um dort ein einziges, grösseres, gemeinschaftliches Maximum zu bilden. — Ganz ähnlich, wie diese beiden Elektromagnete, verhält sich aber auch ein Elektromagnet zu einem entgegengehaltenen Stück weichen Eisens — Anker. In der Wirkungssphäre des Magneten wird der Anker selbst zum Magneten, wendet den befreundeten Pol dem nächsten des Magneten zu und wird infolge dessen bis zur Berührung angezogen. Infolge der Rückwirkung des Ankers wird dabei auch die magnetische Vertheilung im Magneten selbst geändert, immerhin ist aber die Vermehrung der gemeinschaftlichen magnetischen Quantität geringer, als wenn der Anker schon an sich ein Elektromagnet wäre. Wollen wir also den Process der Anziehung eines Magneten gegen den Anker begrifflich verfolgen, so müssen wir: 1) die im Anker hervorgerufene magnetische Vertheilung, 2) die Aenderung der Vertheilung im Magneten infolge der Rückwirkung des Ankers, 3) die eben daher entspringende Aenderung in der Quantität des Magnetismus und 4) die gegenseitige Anziehung zwischen beiden polaren Massen in's Auge fassen. Alle diese Gesichtspunkte sind Functionen

des Abstandes zwischen Magnet und Anker und ihrer gegenseitigen Lage, aber nicht blos zwischen denselben als ganze Massen betrachtet, sondern vielmehr zwischen den einzelnen Theilchen beider. Ist nun der Abstand zwischen Anker und Magnet immer noch beträchtlich, dann werden die einzelnen Theilchen beider sich nahezu in demselben Verhältniss gegenseitig annähern und entfernen, wie die beiden Körper selbst und somit werden in diesem Falle noch die einfachen Gesetze durchleuchten, welche sich für die Wirkung eines Elektromagneten auf eine entfernte Magnetnadel ermitteln liessen. Sind ferner Magnet und Anker in Berührung, so können sie als ein einziger Magnet betrachtet werden; die Gesetze der hier obwaltenden Anziehungserscheinungen werden also Ergänzungen für die Gesetze der magnetischen Vertheilung sein, welche namentlich in §. 16 behandelt wurden. Es wird aber endlich ersichtlich, dass, wenn die Abstände zwischen Magnet und Anker sehr gering werden, eine grosse Complication der Gesetze eintreten muss.

Nicht immer hat man die Begriffe derart auseinander gehalten, wie es nach dem Vorigen geschehen müsste. Auf der andern Seite waren die auffallenden Anziehungserscheinungen der Elektromagnete zu verlockend, um nicht ihre Gesetze zu verfolgen. Dazu kommt, dass man versucht war, die Anziehung als eine einfache Wirkung des Magnetismus und sonach beide stets einander proportional zu erachten. Und so ist es erklärlich, dass eine überaus grosse Anzahl von Untersuchungen über die hier zu besprechenden Erscheinungen vorliegt und dennoch das Endziel: Nachweis der Gesetze *a priori*, der Zukunft vorbehalten bleiben muss. Für jetzt sind wir genöthigt, dem Faden der Experimentaluntersuchung nachzugehen.

Nach dem Vorgange von Dub [1] wollen wir die Anziehung zwischen Magnet und Anker in der Entfernung kurz mit Anziehung bezeichnen, dagegen die Anziehung in unmittelbarer Berührung mit Tragkraft. Ferner mag, wo es nicht anders bemerkt ist, für Anker und Magnet eine cylindrische Form vorausgesetzt werden. Zunächst sollen die Gesetze der Anziehung und Tragkraft cylindrischer Stäbe behandelt, die Modificationen derselben an Hufeisenmagneten mögen aber gesondert betrachtet werden.

Wie schon gesagt, ziehen sich zwei cylindrische Eisenstäbe von entgegengesetzten Seiten conaxial in eine Spirale gebracht, gegenseitig an, weil sie die befreundeten Pole einander zuwenden. Nicht also findet dieses statt, wenn die Cylinder sich zu dünnen Eisenplatten verkürzen. Obschon jetzt immer noch beide Platten die ungleichnamigen, also befreundeten Pole einander zuwenden, stossen sie sich doch mit merklicher Kraft ab. Es ist dieses um so auffälliger, als unter solchen Umständen nur sehr wenig Magnetismus im Eisen entwickelt werden kann. Diese, auf theoretischem Wege gefundene und experimentell nachgewiesene Thatsache kann aber nur so lange statthaben, als der Magnetismus sich an der Peripherie der Platte ansammelt. Könnte man aber die Eisenplatten so mit Magnetismus sättigen (§. 17), dass er bis gegen die Mitte derselben vordränge, dann müssten sie sich wiederum nach der geläufigern Regel anziehen. — Hieraus, wie aus dem mit zunehmender Magnetkraft eintretenden Sättigungszustande lässt sich die auffallende Erscheinung erklären,

dass durch eine Verkleinerung der Berührungsfläche zwischen einem stabförmigen Magneten und einem ebenfalls stabförmigen Anker, also etwa durch Abrunden der Polenden, eine Vergrösserung der Tragkraft bewirkt werden kann. Berühren sich aber Anker und Magnet nicht unmittelbar, sondern sind sie nur durch ein oder mehre Papierplättchen von einander getrennt, so tritt jener Einfluss der Berührungsfläche in raschen Progressionen zurück, und wird schon in geringer Entfernung unmerklich. — Bei unmittelbarer Berührung ist dieser Einfluss der Berührungsfläche so bedeutend, dass er sogar die Wirkung zu verdecken im Stande ist, welche eine grössere Dicke oder Länge des Ankers oder des Magneten ausübt. Werden die Versuche so eingerichtet, dass die Berührungsfläche in allen Fällen gleich gross bleibt, dann wird voraussichtlich ein dickerer und ein längerer Anker von demselben Magneten mit stärkerer Kraft getragen und angezogen, als ein dünnerer und kürzerer. Namentlich wächst das Verhältniss der Anziehung und Tragkraft stärker als das einfache, jedoch schwächer als das quadratische Verhältniss der Durchmesser. Mit zunehmender Länge der Anker nähert sich aber die Tragkraft und Anziehung asymptotisch einem Maximumwerthe an. Was hier von den Aenderungen in den Dimensionen der Anker gesagt wurde, gilt in gleicher Weise, wenn die Dimensionen des Magneten sich ändern und die der Anker dieselben bleiben. Ueberhaupt bleibt die Anziehung dieselbe, wenn der Anker zum Magneten und der Magnet zum Anker gemacht wird, sobald nur bei demselben galvanischen Effecte die Spirale den Magneten stets in seiner ganzen Länge umgiebt.

Wenn die Stromstärke variirt, so sollte man meinen, müsste Anziehung wie Tragkraft sich im quadratischen Verhältniss zu derselben ändern, indem dann die in demselben Maasse vermehrte oder verminderte Kraft des Magneten eine andere Vertheilung in dem Anker hervorbrächte und beide sich demnächst in derselben Proportion gegenseitig anzögen. Doch hat sich durch den Versuch dieses Gesetz nur für die Anziehung bestätigt. Für die Tragkraft haben einige Experimentatoren sogar das einfache Verhältniss zur Stromstärke finden wollen, wahrscheinlich ist jedoch, dass dieselbe in grösserm, doch sicher nicht im quadratischen Verhältniss zur Stromstärke wächst.

I. Im vorigen Paragraphen wurde unter N. IV. nachgewiesen, dass eine dünne Eisenplatte sich gegen eine Spirale entgegengesetzt verhält, wie ein Eisencylinder. Tarirt man, wie dort angegeben, eine Platte von Eisenblech in horizontaler Lage an einer Wage, umgiebt sie mit einer conaxialen, etwas weiten Spirale und bringt die letztere in eine solche Höhe, dass die Eisenplatte sich in einer der beiden Gleichgewichtslagen befindet: so kann man leicht beobachten, wie diese Platte sich emporhebt, wenn man von unten her eine andere gleich grosse Platte derselben parallel und conaxial annähert [2]. Befindet sich die aufgehangene Platte in der untern Gleichgewichtslage, so kann man sie mittels Annäherung der andern durch die ganze Spirale hindurch bis über dieselbe hinaus empor heben. Die geringste Neigung der einen oder andern Platte lässt aber den Versuch vereiteln, indem die geneigte Platte alsdann nach ihrer Längsrichtung magnetisirt wird und anziehend auf die andere wirkt. Eine ähnliche Anziehung tritt ein, wenn beide Platten excentrisch zu einander zu stehen kommen. In jedem Falle hat aber die schwebende Platte die Tendenz, sich gegen die Wände der Spirale zu legen, und überdem noch sich schief gegen die angenäherte Platte zu neigen, um dann von

dieser angezogen zu werden. Aus diesen Gründen haben Messungen der Abstossung bis jetzt noch zu keinem Resultate geführt. — Noch einfacher kann man sich von der bezeichneten Erscheinung überzeugen, wenn man eine flache unthätige Spirale vertical richtet und in dieselbe beide Platten ebenfalls vertical stellt, während man sie mit den Fingern sanft gegen einander drückt. Sobald der Strom durch die Spirale geschlossen wird, stossen beide Platten sich mit sehr merklicher Kraft gegenseitig ab. — Da aber nun in jedem Falle beide Platten so magnetisirt werden, dass sie sich ihre befreundeten Pole einander zuwenden, so geht hieraus hervor, dass zwei senkrecht zu ihrer Ebene magnetisirte Eisenplatten sich umgekehrt verhalten wie zwei Eisencylinder, indem die befreundeten der erstern sich abstossen, die der letztern sich anziehen.

II. Von den ältern Versuchen über die Anziehung gerader Elektromagnete verdienen zuerst die von Jacobi und Lenz [3] besprochen zu werden, welche zum Zweck hatten, die Abhängigkeit der Anziehung von der Stromstärke zu ermitteln. Zwei geradlinige Elektromagnete wurden mit den befreundeten Polen einander gegenüber gestellt, oder auch der eine mit einem Eisenstabe vertauscht. Beide waren durch eine $^1/_{10}$ Zoll dicke Holzplatte von einander getrennt. Die Anziehung wurde durch eine Wage und die Stromstärke durch eine Nervander'sche Tangentenbussole gemessen. Die Versuche zeigten, dass die Anziehung zwischen einem Elektromagneten und einem Anker, sowie zwischen zwei von demselben Strom umflossenen Magneten dem Quadrate der Stromstärke proportional sei.

Zu demselben Ergebniss kam fast gleichzeitig Joule [4]. Er mass den Strom durch ein empirisch graduirtes Galvanometer. Die Elektromagnete enthielten gerade quadratische Eisenkerne von 7 Zoll Länge und fünf verschiedenen ($^3/_{11}$ bis $^7/_{11}$ Zoll) Breiten und Dicken. Die Prüfung der Anziehung geschah durch eine Wage, an welcher immer Elektromagnete von den Dimensionen der darunter festgehaltenen aufgehangen und in $^1/_8$ Zoll Entfernung erhalten wurden. Es ergab sich aus den Versuchen mit grosser Annäherung das oben ausgesprochene Gesetz und zwar

$$M = E^2 W^2,$$

wo M die an der Wage gemessene magnetische Anziehung, E die Stromstärke und W die Drathlänge bedeutet. — Bei andern Versuchen mit grössern Magneten und beträchtlichen Stromstärken zeigte sich eine damals allerdings noch verkannte Annäherung zum Sättigungszustande.

Von dem Gesetze der Proportionalität zum Quadrate der Stromstärke giebt Joule [5] folgende einfache Erklärung: Beobachtet man zwischen zwei Elektromagneten eine Anziehung, die mit dem Quadrate der Stromstärke wächst, so beobachtet man andererseits zwischen einem Elektromagneten und einem Magneten von constanter Kraft eine Anziehung, welche im einfachen Verhältniss zur Stromstärke wächst. Hieraus muss man schliessen, dass die Quantität des entwickelten Magnetismus im einfachen Verhältniss der Elektricitätsmenge steht, die um den Stab circulirt. Sind nun N und S in *Fig. 82* zwei einander zugewandte befreundete Polenden zweier Elektromagnete und sind 1 2 3 und I II III eine der Stromstärke proportionale Anzahl von magnetischen Theilchen, so wird ein jedes im einen Polende ein jedes im andern anziehen. Die Anziehung muss also proportional der Anzahl von Linien sein, welche zwischen allen Theilchen gezogen werden können, d. i. proportional dem Quadrate der erregenden Stromstärke.



Fig. 82.

Wenn Joule zwei gleich lange Stäbe einander gegenüber stellte, so beobachtete er bei demselben Abstande der Polenden und der-

selben Stromstärke eine grössere Anziehung, als wenn er einen der Stäbe mit einem längern vertauschte. Er erklärt dieses dadurch, dass im letztern Falle die auf einander wirkenden Anziehungsmittelpunkte weiter von einander rückten und trotz grösserer absoluter Stärke nur wegen des grössern Abstandes schwächer auf einander wirkten.

III. Eine sehr auffallende Erscheinung beobachtete Moll [6] und später Pfaff [7], dahin gehend, dass Elektromagnete mit abgerundeten Polflächen, welche also vom Anker nur in einem Punkte berührt wurden, eine stärkere Tragkraft besitzen, als dieselben Magnete mit ebenen Polflächen, auf welchen der Anker abgeschliffen ist. Moll beobachtete diese Erscheinung fünfmal in sechs Fällen; Pfaff untersuchte sie an einem sehr starken Elektromagneten in Hufeisenform. Derselbe hatte ebene Polflächen, gegen welche der Anker abgeschliffen war, und trug bei irgend einer Combination von Windungen und Rheomotoren $368\frac{1}{4}$ Pfund. Demnächst wurden die Polenden abgerundet, sodass der Anker dieselben nur in je einem Punkte berührte. Hierdurch war aber die Tragkraft für dieselbe Combination um mehr als das Doppelte erhöht worden, nämlich auf $878\frac{1}{4}$ Pfund. Eine Erklärung dieser Erscheinung wird sich aus dem Nächstfolgenden ergeben; die von Pfaff versuchte trifft jedenfalls nicht das Wahre. — dal Negro [8] beobachtete die analogen Erscheinungen bei ebenen und abgerundeten Ankern, welche auf die ebenen Pole der Magnete aufgelegt wurden.

IV. Nach diesen ziemlich einseitigen Untersuchungen haben wir es endlich den umfangreichen Versuchsreihen Dub's zu danken, dass die Erscheinungen der Anziehung und Tragkraft mit den Gesetzen der elektromagnetischen Erregung in Einklang gebracht worden sind. Zur Messung dieser Kräfte hatte schon Pfaff [9] eine complicirte Hebelvorrichtung angegeben, welche hauptsächlich bezweckte, die Anker möglichst parallel von dem Magneten abzureissen. Den gleichen Zweck hatte Jacobi [10] bei der Construction seines Krafthebels im Auge, eines einarmigen Hebels von $4\frac{1}{2}$ Fuss Länge. Dub [11] bedient sich einer Modification von Ritchie's [12] Messapparat, und zwar einer einfachen römischen Wage, deren einer 4 Zoll langer Arm den Anker, und deren anderer 24 Zoll langer ein Laufgewicht von passender Schwere trug. Die Wage war mit Vorrichtungen zum Einstellen und Tariren des Ankers versehen und gab die Kräfte bis auf $\frac{1}{10}$ preussische Pfunde genau an. Die Ströme wurden durch die Tangentenbussole gemessen und mittels eines eingeschaltenen Neusilberdrathes von veränderlicher Länge regulirt. Die cylindrischen Eisenkerne und Anker waren aus feinem Stabeisen angefertigt, abgedreht und an den Enden eben geschliffen. Die Spirale war für alle Eisenkerne dieselbe. Sie bestand aus einzelnen $1\frac{3}{4}$ Zoll rheinländisch langen Abtheilungen von 1 Zoll Durchmesser, die zu je 56 Windungen auf geschlitzte Messinghülsen gewunden waren, und von denen nach Bedürfniss eine und mehre gebraucht wurden. Jede Angabe ist das Mittel aus zehn Versuchen.

Eine grosse Anzahl von Ermittelungen führte endlich auf den wichtigen Einfluss der Grösse der Berührungsfläche zwischen Anker und Magnet. Es wurden zwei Eisenstangen von 1 und 2 Zoll Durchmesser und 6 Zoll Länge von einem Ende her zu einem abgestumpften Kegel von 1 Zoll Höhe verjüngt, sodass die Abstumpfungsfläche noch die Hälfte der bezüglichen Cylinderdurchmesser betrug. Diese wurden als Anker benutzt und die von verschieden langen und dicken Magneten auf dieselben ausgeübte Tragkraft mit derjenigen verglichen, welche unter denselben Umständen rein cylindrische Anker zeigten, sowohl von der Dicke der Berührungsfläche, als auch von der Dicke des cylindrischen Theiles der erstern. Die Versuche ergaben zunächst folgende Zahlen:

Durchmesser der berührenden Fläche des Ankers in Zollen.	Durchmesser des cylindrischen Theiles desselben in Zollen.	Tragkraft in preussischen Pfunden.	Durchmesser der berührenden Fläche des Ankers in Zollen.	Durchmesser des cylindrischen Theiles desselben in Zollen.	Tragkraft in preussischen Pfunden.
a) Magnet 12″ lang, 1″ dick. Stromstärke $S = \text{tg } 20^0$.			c) Magnet 12″ lang, 5/16″ dick. $S = \text{tg } 20^0$.		
1/2	1/2	4,76	1/2	1/2	4,02
	1	7,00		1	4,55
1	1	3,27	1	1	4,88
	2	4,70		2	4,99
2	2	4,40	2	2	5,00
b) Magnet 12″ lang, 1/2″ dick. $S = \text{tg } 20^0$.			d) Magnet 18″ lang, 1″ dick. $S = \text{tg } 35^0$.		
1/2	1/2	4,74	1/2	1/2	19,62
	1	6,28		1	23,20
1	1	5,42	1	1	14,57
	2	6,48		2	16,50
2	2	7,46	2	2	20,18

Diese Versuche zeigen aber offenbar, dass durch Verkleinerung der Berührungsfläche eine Vergrösserung der Tragkraft hervorgebracht werden kann, dass aber bei gleich grosser Berührungsfläche derjenige Anker am meisten trägt, welcher die grösste Masse hat. In der ersten und letzten Versuchsreihe, für welche der Magnet dicker oder ebenso dick als die Berührungsflächen der konisch endenden ist, tragen diese mehr als die cylindrischen Anker vom Querschnitte der Berührungsfläche oder aber vom Querschnitte des cylindrischen Theiles. In der zweiten Reihe tritt dieses noch für die einzölligen, nicht aber für die zweizölligen Anker hervor. Im letzten Falle, sowie in der ganzen dritten Reihe wird die Grösse der Berührungsfläche durch den Querschnitt des Magneten bestimmt; er ist dünner als der dünnste Anker, und demgemäss wird durch Verjüngung des berührenden Ankerendes kein Vortheil mehr erzielt.

Vorstehende Thatsachen erklären aber sonderbare Ergebnisse aus einer grossen Zahl von Versuchen, welche Dub anstellte, um das Verhältniss der Dicke der Anker zur Tragkraft zu ermitteln. Es wurde hierzu ein Magnet von 12 Zoll Länge und 1 Zoll Dicke durch verschieden starke Ströme erregt und für Anker von verschiedener Dicke und Länge die Tragkraft bestimmt. Da diese Versuche zu vielseitigen Erwägungen Anlass geben, sind sie vollständig und zum Zwecke grösserer Uebersichtlichkeit in den graphischen Darstellungen der *Figg. 83 — 87* (s. S. 148) mitgetheilt. Die Abscissen sind den Ankerdicken (gemessen in Sechzehntelzollen) und die Ordinaten den Tragkräften (gemessen in Pfunden) proportional aufgetragen. Die verschiedenen Curven jeder Figur stellen die Messungen bei den nebenstehenden verschiedenen Stromstärken S dar. Die zu einer jeden Figur gehörenden Versuche wurden mit

Fig. 83.

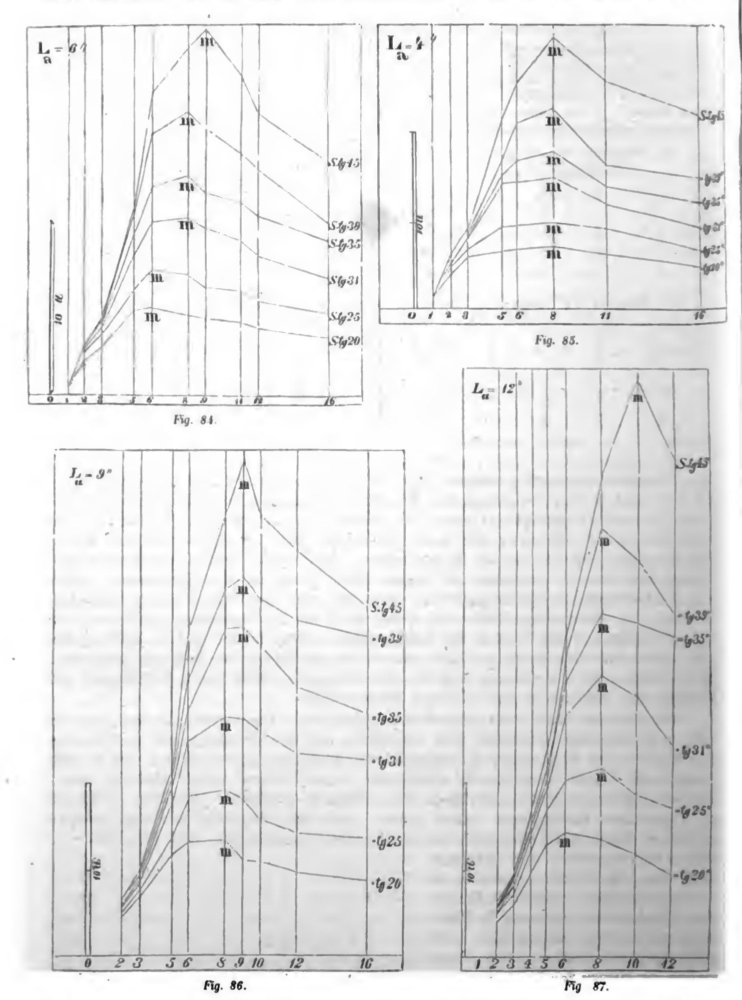


Fig. 84. Fig. 85. Fig. 86. Fig. 87.

Ankern von derselben Länge L_a angestellt, welche in Zollen gemessen am Rande bemerkt ist. Die grosse Uebereinstimmung in dem allgemeinen Charakter der Curven

deutet auf Geringfügigkeit in den Beobachtungsfehlern. Vergleicht man nun die denselben Abscissen zugehörigen Ordinaten auf den verschiedenen Figuren unter einander, so sieht man leicht, dass für dieselbe Dicke der cylindrischen Anker die Tragkraft zunimmt: a) mit der Länge derselben, und b) mit der Stromstärke. Die zu jeder einzelnen Curve gehörigen Ordinaten zeigen aber, dass cylindrische Anker, welche nicht dicker sind als der Magnet, mit „Abnahme" ihres Durchmessers bis zu einer gewissen Dicke an Tragkraft „zunehmen"; bei weiterer Abnahme aber wieder eine geringere Tragkraft zeigen. Die experimentelle Erklärung dieser auffallenden Erscheinung ergiebt sich aus den obigen Versuchen mit Ankern, deren Enden konisch verjüngt waren. Einen Nachweis dieser Erscheinung aus dem Wesen des Magnetismus giebt Dub nicht. Sicherlich liegt aber der tiefere Grund in der Thatsache, dass die im Allgemeinen zwischen Magnet und Anker wirkende Anziehungskraft beeinträchtigt wird durch eine Abstossung, welche namentlich von den sich zunächst berührenden Flächen ausgeht. Erstere Kraft ist im Allgemeinen stärker als letztere. Die letztere tritt aber allein hervor, wenn man die cylindrischen Eisenstäbe zu dünnen Platten verkürzt, ein Versuch, der unter N. I. beschrieben wurde.

Verfolgt man nun einerseits die Curven, welche verschiedenen Ankerlängen und derselben Stromstärke, andererseits die, welche denselben Längen und verschiedenen Stromstärken zugehören, so wird man sich überzeugen, dass das (mit m bezeichnete) Maximum der Tragkraft sich um so mehr den dickern cylindrischen Ankern zuneigt, je länger dieselben sind und je stärker der Strom ist. So z. B. ist dieses Maximum bei einer Stromstärke $S = \text{tg}\, 20^{0}$ und bei den Längen der Anker $L = 2''$ und $L = 12''$ im ersten Falle bei dem $^{3}/_{16}''$ dicken, im letztern bei dem $^{6}/_{16}''$ dicken Anker zu suchen. Ingleichen wird bei einer Ankerlänge $L = 2''$ dieses Maximum von dem $^{3}/_{16}''$ starken bis zu dem $^{6}/_{16}''$ starken Anker verrückt, wenn die Stromstärke zwischen $S = \text{tg}\, 20^{0}$ und $S = \text{tg}\, 45^{0}$ variirt. — Eine Erklärung dieser Erscheinungen möchte sich folgendermassen geben lassen. Anker und Magnet dürfen als dieselbe Eisenmasse, von derselben Spirale erregt, betrachtet werden. Mit einer Verlängerung des Ankers vermehrt sich also die Länge des überhaupt zu magnetisirenden Eisenkernes, und wenn auch die erregende Kraft dieselbe bleibt, so wird doch schon dadurch die Quantität des überhaupt frei werdenden Magnetismus vermehrt (§. 16, N. VI.). Mit Vermehrung des Magnetismus dringt derselbe aber weiter in das Innere des Eisens ein (§. 17, N. IV.). Je weiter aber der Magnetismus in das Innere eindringt, um so schwächer wird die zwischen zwei benachbarten Flächen statthabende Abstossung, um so weniger wird also die Anziehung beeinträchtigt. — Eine Vermehrung der Stromstärke bewirkt aber bei constanter Gesammtlänge von Magnet und Anker ebenfalls eine Vermehrung der Quantität des erregten Magnetismus: dieselbe wird also für die hier in Rede stehende Erscheinung denselben Endeffect haben, als die Verlängerung der Eisenmasse. — Allgemein werden Anker von verschiedener Dicke alsdann mit der grössten Kraft getragen, wenn sie die für das Maximum günstigste Berührungsfläche darbieten. Dieses Verhalten auf rechnendem Wege zu ermitteln, fehlen jedoch die Vorarbeiten.

Es stand nun zu erwarten, dass analoge Erscheinungen ebenfalls eintreten, wenn, statt die Enden der Anker zu verjüngen, die Pole der Magnete konisch verjüngt werden. Dub benutzte zu dem Ende als Magneten eine 6 Zoll lange cylindrische Eisenstange von 1 Zoll Dicke, die an einem Ende bis auf $^{1}/_{2}$ Zoll Durchmesser konisch abgedreht war. Diese wurde verglichen mit zwei rein cylindrischen Stangen von gleicher Länge und $^{1}/_{2}$ respective 1 Zoll Durchmesser. Der magnetisirende Strom hatte eine Stärke $= \text{tg}\, 26^{0}$. Die Tragkräfte gegen verschieden dicke, aber gleich lange Anker waren folgende:

Durchmesser der berührenden Fläche der Magnete.	Durchmesser des cylindrischen Theiles derselben.	Durchmesser der Anker.					
		2"	1½"	¾"	½"	⅜"	3/16"
		Anziehung in Pfunden.					
1"	1"	2,1	1,85	2,3	3,1	3,2	2,95
½	1	5	4,8	3,2	3,25	3,4	3,25
½	½	3,8	3,4	2,8	2,6	2,7	2,6

Ein Vergleich der mittlern mit der obern und untern Reihe zeigt aber, dass der Magnet mit konisch verjüngtem Pole alle Anker stärker anzieht, als der cylindrische von gleicher oder von der halben Dicke. Dagegen zeigt ein Vergleich der obern mit der untern Reihe, dass die Anker von grösserm Durchmesser als dem der Polflächen vom dünnern Magneten stärker angezogen werden als vom dickern: dass aber die Anker von kleinerm Durchmesser als dem der Polflächen vom stärkern Magneten auch stärker angezogen werden. Es ist also **die Kraft, mit der stabförmige Anker und Magnete auf einander wirken, bei gleicher erregender Kraft abhängig von der Grösse der vom Magneten dargebotenen Berührungsfläche.**

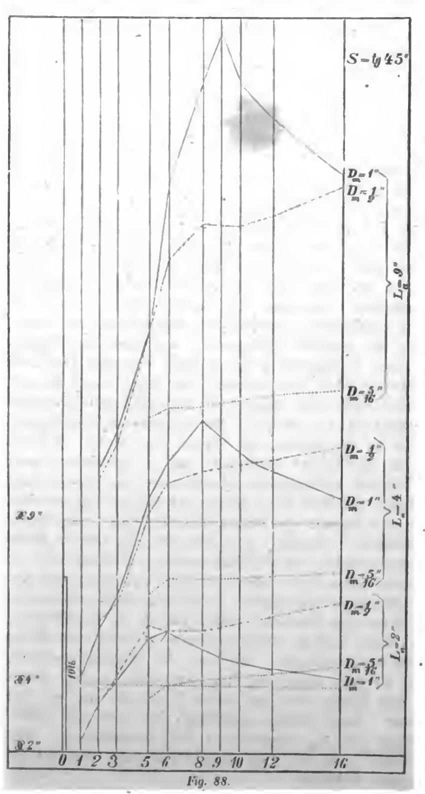


Fig. 88.

Hieraus erklären sich nun wiederum eigenthümliche Erscheinungen, die Dub beobachtete, wenn er cylindrische Anker von verschiedener Dicke durch rein cylindrische Magnete ebenfalls von verschiedener Dicke anziehen liess. Von der grossen Anzahl von Versuchsreihen mag *Fig. 88* nur die drei charakteristischsten in graphischer Darstellung wiedergeben. Alle diese Versuche sind mit derselben Stromstärke $S = \text{tg } 45^0$ angestellt. Die Länge der Anker L_a betrug respective 2, 4 und 9 Zoll. Von jeder Sorte wurde aber eine Anzahl von verschiedenen Dicken geprüft, deren Werthe in Sechzehntelzollen den

Abscissen der Figuren entsprechen. Zu jeder Versuchsreihe wurden drei Magnete benutzt von 12″ Länge und einem Durchmesser D_m respective gleich 1, 1/2 und 5/16″. Um die Figuren nicht zu verwirren, sind die mit den 2″ langen Ankern gewonnenen zur Abscissenaxe X 2″, die mit den 4″ langen zur Abscissenaxe X 4″ und die mit den 9″ langen zur Abscissenaxe X 9″ gezeichnet. Die Ordinaten der Curven sind proportional den in Pfunden gemessenen Tragkräften. Da zeigt sich denn, dass kurze und dicke Anker von schwächern Magneten sogar kräftiger getragen werden können als von stärkern. Der 2″ lange und 16/16″ dicke Anker wird nämlich von dem 1″ starken Magneten mit geringerer Kraft getragen, als von den 1/2 und 5/16″ starken, wie die unterste Curvengruppe nachweist. Dahingegen wird, wenn wir uns der zweiten Curvengruppe zuwenden, der 16/16″ dicke Anker nur noch von dem 1/2″ dicken Magneten kräftiger getragen, als von dem 1″ dicken, und endlich wird, wie die oberste Curvengruppe ausweist, der 9″ lange und 16/16″ dicke Anker von dem stärksten Magneten auch am stärksten angezogen. Bei dünnern Ankern findet dieses jedoch nicht statt. Es beeinträchtigt also die von der Berührungsfläche ausgehende Abstossung die allgemeine magnetische Anziehung in dem Maasse mehr, als der Anker kürzer und die gemeinschaftliche Berührungsfläche grösser ist. Je kürzer der Anker ist, eine desto geringere Quantität von Magnetismus wird vertheilt, desto weniger dringt er in das Innere des Eisens ein, desto überwiegender ist also verhältnissmässig die Abstossung. Dringt aber der Magnetismus bei gleicher Länge der Anker und gleicher Stärke der Erregung gleich weit in das Innere des Eisens, so ist von der kleinen Berührungsfläche ein verhältnissmässig grösserer Antheil gesättigt als von der grössern; es ist also im letztern Falle die Abstossung grösser als im erstern.

Aus diesen Versuchen geht ferner hervor, dass ein von Jacobi [13] erschlossenes Gesetz: „die Tragkräfte massiver Eisencylinder von gleicher Länge und von mehr als 1/3 Zoll (englisch) Durchmesser, durch gleiche galvanische Effecte erregt, sind den Durchmessern der Cylinder proportional" — nicht haltbar sei. Jacobi hatte nämlich die Quantität des Magnetismus gemessen, hatte für diese jenes Gesetz gefunden, und glaubte es auch auf die Tragkräfte übertragen zu können.

Aus Versuchen mit verschieden starken Strömen ging ferner auch für die Magnete das hervor, was oben über die Anker gesagt wurde, nämlich: dass bei zunehmender Stromstärke sich das Maximum der Tragkraft zu den dickern Eisencylindern wendet.

Ist bisher die Abhängigkeit der Tragkraft von der Dicke der Anker besprochen worden, so mögen auch die Versuche Dub's hier angeführt werden, welche er bezüglich des Einflusses der Länge der Anker angestellt hat. Die *Fig. 89* (s. S. 152) giebt ein paar der veröffentlichten Versuchsreihen in graphischer Darstellung wieder. Die hierzu gehörigen Versuche wurden mit einem 12″ langen und 1″ dicken Magneten angestellt. Die Abscissen sind den Längen der verschiedenen Anker in Zollen, und die Ordinaten den in Pfunden gemessenen Tragkräften proportional. Die unterste Curvengruppe ist auf die Abscissenaxe $X\frac{3}{16}''$ bezogen und wurde bei den verschiedenen beigeschriebenen Stromstärken mit Ankern angestellt, deren Durchmesser $D_a = \frac{3}{16}''$ betrug. Der Durchmesser der Anker, für welche die mittlere Curvengruppe gefunden wurde, ist der doppelte, und die Curven beziehen sich auf die Abscissenaxe $X\frac{3}{8}''$. Die oberste, weiter ausgeführte Curvengruppe hat X 1″ zur Abscissenaxe und die entsprechenden Versuche sind mit Ankern vom Durchmesser $D_a = 1''$ angestellt. Alle diese Curven zeigen: dass die Tragkraft

mit der Länge der Anker zunimmt: dass dieselbe sich aber einem Maximum annähert, indem bei wachsender Länge der Anker die Zunahme immer geringer wird, bis dieses Maximum eintritt, und dass diese Annäherung an das Maximum bei desto kürzern Ankern beginnt, je stärker der erregende Strom ist und je dünner die Anker sind. Auffallend ist es, dass für eine Curve der untern, für eine der mittlern, und für alle der obern Gruppen die längsten Anker wieder eine schwächere Tragkraft zeigen als die um 3 Zoll kürzern.

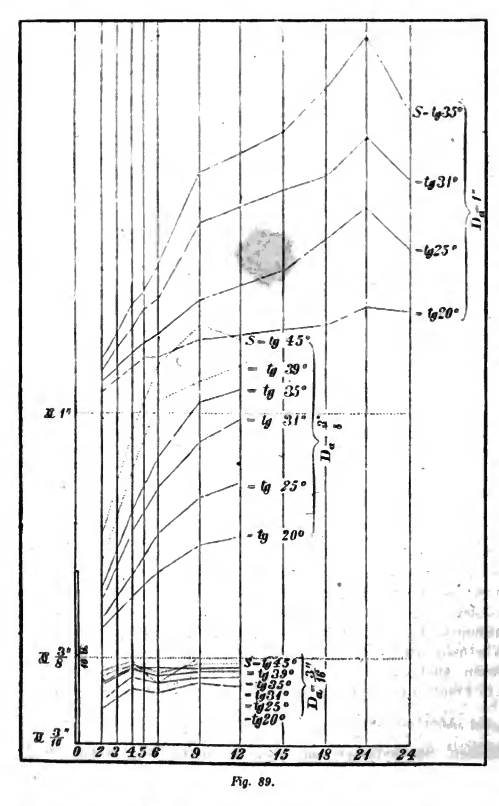


Fig. 89.

Die Vermehrung der Tragkraft eines Stabmagneten mit der Verlängerung des Eisenkernes wird durch einen Versuch, welchen Nicklès [14] angegeben hat, sehr augenscheinlich. Wenn man nämlich den um einen Eisenstab circulirenden Strom so abgleicht, dass der entstandene Elektromagnet ein bestimmtes Eisenstück gerade nicht mehr zu tragen im Stande ist, so wird er es sofort tragen, sobald man auf das andere Ende des Eisenkernes einen Eisencylinder zur Verlängerung aufsetzt.

Die oberste Curvengruppe widerlegt eine Behauptung Barral's [15], infolge deren das Maximum der Anziehung immer dann stattfinden soll, wenn der Anker dieselbe Schwere hat wie der Magnet. Hier wird ein Anker von 21 Zoll nämlich stärker angezogen, als ein Anker von 12 Zoll, der Länge des gleichdicken Magneten. Nur mit weiter unten zu besprechenden Einschränkungen hat dieser Satz seine Gültigkeit.

Nachdem die Tragkräfte zwischen cylindrischen Ankern und Magneten als Functionen der Berührungsfläche untersucht waren, und nachdem daraus hervorging,

dass durch diesen Einfluss die Abhängigkeit von der Dicke, zum Theil auch von der Länge der Anker und Magnete verdeckt wurde, kam es noch darauf an, die Tragkräfte als Functionen der Stromstärken zu betrachten. JACOBI und LENZ sowie JOULE hatten (N. II.) die Anziehung zwischen zwei Elektromagneten oder einem Elektromagneten und einem Anker in geringem Abstande den Quadraten der Stromstärken proportional gefunden. Die Versuche DUB's mit cylindrischen Magneten und Ankern stellen für die Tragkräfte weder dieses, noch ein anderes Gesetz heraus. In der folgenden Tabelle mögen drei Versuchsreihen mit Ankern von der Länge $L_a = 2$, 12 und 9 Zoll und bezüglichen Durchmessern $D_a = \frac{3}{16}, \frac{6}{16}$ und 1 Zoll hervorgehoben werden. Der Magnet war 12″ lang und 1″ dick. Die Quotienten aus den gemessenen Tragkräften T und den Quadraten der Stromstärken S^2 müssten nämlich constante Grössen sein, wenn sich das obige Gesetz bestätigen sollte. Dieses ist jedoch nicht der Fall.

Stromstärke S	T für $L_a = 2''$; $D_a = \frac{3}{16}''$	$\frac{T}{S^2}$	$\frac{T}{S}$	T für $L_a = 12''$; $D_a = \frac{6}{16}''$	$\frac{T}{S^2}$	$\frac{T}{S}$	T für $L_a = 9''$; $D_a = 1''$	$\frac{T}{S^2}$	$\frac{T}{S}$
tg 20°	1,66 Pfd.	12,53	4,56	7,24 Pfd.	54,65	19,89	4,43 Pfd.	32,68	12,17
tg 25°	2,16	9,93	4,63	10,26	47,19	22,00	6,86	31,55	14,71
tg 31°	3,15	8,72	5,24	13,80	38,22	22,97	11,25	31,16	18,72
tg 35°	3,28	6,69	4,68	15,65	31,92	22,35	13,80	28,15	19,71
tg 39°	3,76	5,73	4,66	17,02	25,95	21,01	—	—	—
tg 45°	3,90	3,90	3,90	18,65	18,65	18,65	—	—	—

Die Tragkräfte für cylindrische Stäbe sind also nicht den Quadraten der Stromstärken proportional, wie die mit $\frac{T}{S^2}$ überschriebenen Columnen *zeigen;* sie sind aber auch wegen der mit $\frac{T}{S}$ überschriebenen Columnen nicht den Stromstärken einfach proportional, indem sonst die in denselben enthaltenen Zahlen constant sein müssten.

Fasst man die hier gepflogenen Untersuchungen etwas allgemeiner auf, so wäre die Wirkung gemessen worden, welche zwei benachbarte Schichten eines blos von einer Seite her erregten zweitheiligen Eisenstabes (Magnet und Anker) auf einander ausüben. Einfachere Gesetze würden sich jedenfalls herausstellen, wenn man beide Theile gleichmässig erregen, also die gegenseitige Tragkraft untersuchen würde, welche zwei Elektromagnete von im Allgemeinen ungleichen Dimensionen üben. Durch gleichzeitige Inductionsversuche, nach der Methode von JACOBI und LENZ, könnte dann ermittelt werden, wie weit die magnetische Vertheilung in einem solchen zweitheiligen Stabe normal wäre, oder welchen abstossenden Einfluss die Trennungsfläche hat. So viel darf jedoch mit Gewissheit aus den vorangehenden Untersuchungen erschlossen werden:

dass die Wirkung eines Theiles eines magnetisirten Stabes auf einen andern stets eine anziehende ist — so lange keiner der beiden Theile eine platten- oder scheibenförmige Gestalt hat;

dass diese anziehende Wirkung vermehrt wird mit der Stromstärke, mit der Länge des einen Theiles (Magnet), mit der Länge des andern Theiles (Anker) und mit der Dicke beider Theile;

dass aber diese anziehende Wirkung geschwächt wird durch die Vergrösserung der Berührungsfläche, und dass wahrscheinlich die Schwächung am geringsten ist, wenn die Berührungsfläche bis zum Sättigungspunkte magnetisirt wird.

Die letztere Folgerung dürfte besonders daraus hervorgehen, dass mit zunehmender Länge von Anker und Magnet, sowie mit zunehmender Stromstärke die Tragkraft der dickern Cylinder mehr und mehr überwiegt gegen die der dünnern.

V. Mit gleicher Ausführlichkeit, wie die Tragkräfte, untersuchte Dub [16] auch „die anziehende Wirkung der stabförmigen Elektromagnete". Die Apparate waren die früher benutzten, es kam nur noch eine Vorrichtung hinzu, welche die einander zugekehrten Enden von Magnet und Anker in genau messbarem Abstande zu erhalten hatte. Dieselbe bestand aus einer den Anker umfassenden Hülse mit drei vorspringenden Lappen, welche drei senkrechte Schrauben trugen, deren getheilte Köpfe sich an festen Messingstäben vorüber bewegten. Am Magneten wurde eine ähnliche Hülse befestigt, auf deren ebenem Rand eine durchbohrte Spiegelscheibe gekittet war. Auf dieser Scheibe ruhten die zugespitzten Enden der Schrauben. Bei einem Umgange jeder Schraube entfernte sich der Anker um $^2/_{91}$ rheinl. Zoll von dem Magneten. Wurde die Anziehung als Function der Entfernung zwischen Anker und Magnet betrachtet, so zeigte sich: 1) dass dieselbe mit der Entfernung vom Magneten sehr schnell abnimmt. 2) Diese Abnahme ist aber verhältnissmässig um so grösser, je geringer die Anziehung in Berührung ist, und 3) ist von

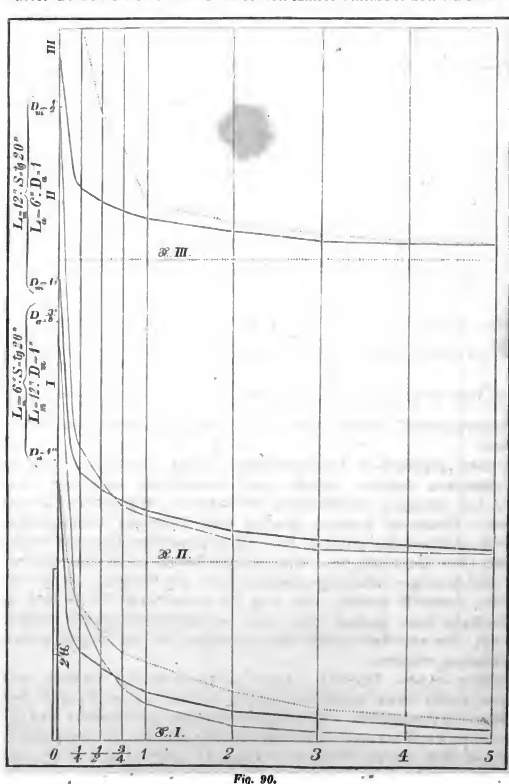


Fig. 90.

einiger Entfernung ab die Anziehung um so geringer, je dünner Anker oder Magnet oder beide werden. Diese drei Ergebnisse lassen sich aus der untersten Curvengruppe *I* der *Fig. 90* (s. S. 154) entnehmen. Diese Gruppe ist zur Abscissenaxe *X. I.* gezeichnet. Die Abscissen sind der Anzahl von Schraubenumgängen proportional, um welche Anker und Magnet von einander entfernt wurden, und die Ordinaten den gewogenen Anziehungen in Pfunden. — Das steile Absteigen aller Curven veranschaulicht den ersten Satz. — Was die zweite Behauptung betrifft, so ist dieselbe beispielsweise aus dem Vergleiche der stärker ausgezogenen Curve in der untern Gruppe mit der an derselben Stelle beginnenden punktirten Curve zu entnehmen. Beide entsprechenden Versuchsreihen wurden mit demselben Magneten und demselben Anker angestellt; erstere aber mit einer Stromstärke $S = \text{tg}\, 20^0$, letztere mit $S = \text{tg}\, 35^0$. Sie ergaben folgende Werthe

Abstände in Schraubenumgängen	0	1/4	1/2	3/4	1	2	3	4	5
$S = \text{tg}\, 20^0$ Anziehung in Pfunden	3,27	1,1	0,9	0,71	0,6	0,38	0,27	0,19	0,15
$S = \text{tg}\, 35^0$ Anziehung in Pfunden	9,00	4,6	3,5	2,9	2,6	1,65	1,05	—	0,6
Die letzten Zahlen durch 2,75 dividirt	3,27	1,68	1,28	1,06	0,96	0,60	0,38	—	0,2

Die unterste Reihe wurde entwickelt, um beide Curven an derselben Stelle beginnen zu lassen, sie entspricht der punktirten Linie. Da diese langsamer sinkt als die ausgezogene Linie, so bestätigt sie den zweiten Satz. Wenn nun in den Berührungsflächen blos Anziehung wirkte, dann müsste dieselbe füglich eine Function der Stromkraft sein. Da aber diese in beiden Versuchsreihen für alle Abstände dieselbe bleibt, so müssten die Anziehungen beider Reihen in einem constanten Verhältniss bleiben, und beide Curven müssten über ihre ganze Länge zusammenfallen, wenn für sie nur ein Punkt in Uebereinstimmung gebracht worden ist. Das ist aber nicht der Fall. Die Thatsache erklärt sich vielmehr durch die von den gegenüberstehenden Flächen ausgehende Abstossungskraft, deren Werth von dem Maasse für die Anziehung abzurechnen ist. Diese Abstossung ist aber desto schwächer, beeinträchtigt also die Anziehung um desto weniger, je tiefer die magnetische Vertheilung in das Innere des Eisens eindringt, d. h. je stärker der magnetisirende Strom ist (§. 17, N. IV.). — Ein Vergleich der beiden Curven, welche mit $D_a = 1''$ und $D_a = \frac{3}{8}''$ bezeichnet sind, giebt ein Beispiel für den dritten Satz. Die beiden Linien zugehörigen Messungen sind nämlich mit derselben Stromstärke $S = \text{tg}\, 20^0$ und mit demselben Magneten angestellt von der Länge $L_m = 12''$ und der Dicke $D_m = 1''$. Ebenso hatten die beiden Anker die Länge $L_a = 6''$, aber verschiedene Durchmesser $D_a = 1''$ und $= \frac{3}{8}''$. Während nun bei unmittelbarer Berührung der dünnere Anker stärker getragen wird, als der dickere, verschwindet schon bei dem geringen Abstande zwischen $\frac{1}{2}$ und $\frac{3}{4}$ Schraubenumgang (oder $\frac{2}{182}$ und $\frac{3}{182}$ Zoll) dieses Missverhältniss, indem von da ab sich die grössere Quantität des im dickern Anker erregten Magnetismus geltend macht durch eine stärkere Anziehung desselben. Unverkennbar nimmt also die abstossende Flächenwirkung in viel rascherm Verhältniss mit der Entfernung ab, als die anziehende Massenwirkung des ganzen Magneten und Ankers. — Dass übrigens die letztere Erscheinung auch bei Verminderung der Dicke des Magneten eintritt, zeigt die Curvengruppe N. *II*, die bezogen ist auf die Abscissenaxe *X. II.* Die derselben entsprechenden Versuche

wurden ebenfalls bei einer Stromstärke $S = \text{tg}\, 20^0$ angestellt. Die Länge des Ankers betrug in beiden Fällen $L_a = 6''$, und sein Durchmesser war $D_a = 1''$; die Magneten hatten bei einer Länge $L_m = 12''$ Durchmesser $D_m = \frac{1''}{2}$ und $= 1''$, und zwar entspricht dem erstern die schwächer ausgezogene Curve, dem letztern die stärkere. Ueberwiegt bei ersterm die Intensität im Falle der Berührung, so kehrt sich in dem Abstande zwischen $\frac{1}{2}$ und $\frac{3}{4}$ Umdrehungen dieses Verhältniss um, indem schon von da ab die Anziehung des stärkern Magneten bedeutender wird. — Was ferner die Grösse der Berührungsfläche anlangt, so zeigen Dub's Versuche, dass jene Umkehr in den Anziehungsverhältnissen bei konisch verjüngten Ankern noch früher geschieht, als in cylindrischen von verschiedenem Durchmesser, wie das Beispiel der folgenden Tabelle zeigt.

	Abstände in Schraubenumgängen	0	1/4	1/2	3/4	1	2	3	4	5
Anziehung in Pfunden	Konischer Anker	5,60	1,45	0,90	0,65	0,48	0,22	0,12	0,1	0,08
	Cylindrischer Anker 1″ dick . . .	5,40	1,40	0,96	0,67	0,54	0,26	0,16	0,12	0,09
	Cylindrischer Anker 1/2″ dick . .	4,40	1,30	0,90	0,67	0,48	0,23	0,14	0,10	0,07

Der Magnet hatte bei einer Länge von 12″ eine Dicke $= 1''$, die Stromstärke war $= \text{tg}\, 20^0$. Der konische Anker hatte 1″ Durchmesser und war 1″ vom Ende ab bis auf $\frac{1}{2}''$ verjüngt. Während also bei unmittelbarer Berührung durch Verkleinerung der Berührungsfläche die Tragkraft im Allgemeinen vermehrt wird, zeigen konisch verjüngte Anker (und Magnete) in der Entfernung geringere Anziehung, als rein cylindrische von gleichem Durchmesser. Dahingegen fand Dub, dass bei derselben Grösse der Berührungsfläche die Anziehung in der Entfernung dieselbe bleibt, wenn sie in der Berührung dieselbe ist, mögen Magnet und Anker eine Form haben, welche sie wollen.

Wurden unter sonst gleichen Umständen Anker und Magnete von verschiedener Länge der Prüfung unterworfen, so bestätigte sich der schon für die Tragkraft aufgestellte Satz, dass auch die Anziehung wächst, wenn die Länge des Ankers oder des Magneten vergrössert wird. Wichtiger ist dagegen folgender ebenfalls experimentell nachgewiesene Satz: Ist die Summe der Länge von Anker und Magnet bei gleichem Durchmesser beider dieselbe, dann findet stets das Maximum der Anziehung in Berührung und Entfernung statt, wenn Anker und Magnet gleich lang sind. Diese Einschränkung ist aber nothwendig, wenn der oben von Barral zu allgemein aufgestellte Satz haltbar sein soll. Ingleichen bleibt unter diesen Umständen die Anziehung dieselbe, wenn der Anker zum Magneten und der Magnet zum Anker gemacht wird. Der Nachweis dieser Sätze wurde mit zwei Systemen von Ankern und Magneten, die in Summe 24″ und 18″ lang waren, geführt. Aus den Untersuchungen von Jacobi und Lenz über die magnetische Vertheilung in Stäben, die über ihre ganze Länge mit Spiralen umwunden sind (§. 16, N. VI.), geht nun hervor, dass das Maximum der magnetischen Quantität in der Mitte des Stabes liegt, und dass diese Quantität nach beiden Enden hin gleichmässig vertheilt ist. Betrachten wir nun in Dub's Versuchen Anker und Magnet als einen und denselben Eisenkern, so finden wir jene Gesetze der symmetrischen Vertheilung um die Mitte, sowie das Maximum der Quantität in der Mitte durch dieselben ebenfalls bestätigt, obschon diese Systeme nur an dem einen Ende, welches Magnet genannt wurde, erregt wird. Es geht aber hieraus offenbar

hervor, dass die Lage des Maximum der magnetischen Quantität nicht allein durch die Lage der erregenden Spirale auf dem Eisenkerne bedingt wird, sondern dass dieses Maximum vorzugsweise das Bestreben hat, nach der Mitte des Eisenkernes zu rücken. Ein Mangel an Symmetrie in der Vertheilung wird sich jedoch sicher dann geltend machen, wenn sehr lange und dünne Eisenstangen durch kurze Spiralen von einem Ende her magnetisirt werden.

Die Abhängigkeit vom Durchmesser der Stäbe wird für die Anziehung durch den Einfluss der Berührungsfläche ebenso verdeckt, wie für die Tragkraft. Es stellte sich nur heraus, dass die Anziehung dieselbe bleibt, wenn die Durchmesser von Anker und Magnet gewechselt werden, und ebenfalls dieselbe bleibt, wenn der Anker zum Magneten und der Magnet zum Anker gemacht wird; doch muss die Spirale bei demselben galvanischen Effecte den Eisenkern in seiner ganzen Länge umgeben.

Für die Tragkraft hatten sich keine besondern Gesetze ergeben, wenn bei gleicher Masse die Dimensionen der Anker oder Magnete variirten; anders verhält sich jedoch die Anziehung. Diese nimmt bei gleichem Gewichte der Anker und Magnete um so langsamer ab, je kürzer und dicker dieselben sind. Zur Bestätigung mag das mit *III* bezeichnete Curvenpaar der *Fig. 90* dienen, welches auf die Abscissenaxe *X. III.* bezogen ist. Die Ordinaten der ausgezogenen Curve entsprechen den Maassen für die Anziehung zwischen einem Magneten von 12″ Länge und 1″ Durchmesser und einem Anker von 3″ Länge und beiläufig 1″,15 Durchmesser, und die der punktirten Curve den Maassen für die Anziehung zwischen demselben Magneten und einem Anker von dem Gewichte des vorigen bei 16″ Länge und 1/2″ Durchmesser. Die Stromstärke war in beiden Fällen $= \text{tg}\, 20^{0}$. Obschon nun der dünnere und längere Anker in der Berührung eine ungleich grössere Anziehung zeigt als der dickere und kürzere (7,8 Pfund : 2,5 Pfund), so nimmt doch die Anziehung des erstern ungleich rascher ab, als die des letztern, sodass bei fünf Schraubenumgängen die beiden Curven schon fast zur Berührung gekommen sind. — Zugleich bestätigt diese graphische Darstellung auch noch eine andere hierher gehörige Ermittelung, nämlich, dass Anker von gleichem Gewichte von einiger Entfernung ab gleich viel ziehen. Der letzte Satz ist auch für Magnete von gleichem Gewicht und verschiedenen Dimensionen nachgewiesen worden, auch diese ziehen von einiger Entfernung ab gleich viel, wenn bei demselben galvanischen Effecte die Spirale den Magneten seiner ganzen Länge nach überdeckt.

Für verschieden starke Ströme und verschiedene Windungszahl der Spiralen fand Dub das von Jacobi und Lenz sowie von Joule (N. II.) aufgestellte Gesetz bestätigt. Schon in geringem Abstande verhielt sich die Anziehung wie die Quadrate jener beiden veränderten Grössen, während in unmittelbarer Berührung sich das Gesetz nicht herausstellte (N. IV.). Eine noch weitere Erörterung dieser Abhängigkeit mag für die nächste Nummer vorbehalten bleiben.

Endlich sind noch die Versuche über den Einfluss der Anordnung der Windungen mitzutheilen. Dabei zeigte sich, dass die Anziehung wächst mit der Annäherung sämmtlicher Spiralewindungen an die Berührungsfläche bis zu einer gewissen Grenze, welche der Berührungsfläche sehr nahe liegt. Dieser Satz ist erschlossen aus folgendem Versuche: Nachdem nachgewiesen war, dass die Anziehung der Magnete nur von dem Producte der Stromstärke in die Windungszahl abhängig sei, wurden auf einem 18″ langen und 1″ dicken Magneten neun mit einander verbundene Spiralen von je 1 5/6 Zoll Länge, einschliesslich der Ränder, aufgesteckt und die Anziehung gegen einen 6″ langen und 1″ dicken Anker für jeden der mehrfach erwähnten Abstände geprüft. Demnächst wurde die der Berührungsfläche entfernteste Spirale ausgeschalten, der Strom

aber so weit verstärkt, dass er mit den übrigbleibenden acht Spiralen den frühern galvanischen Effect wieder gab, und abermals die Anziehungskraft gemessen. Dieser Process wurde fortgesetzt bis noch eine Spirale sich auf dem Eisenkerne befand. Die Ergebnisse sind auf *Fig. 91* dargestellt. Die Abscissen sind den Abständen der Mitte der jedesmaligen Gesammtspirale von dem wirkenden Pole des Eisenkernes proportional, also beträgt jede Einheit $^{11}/_{12}$ Zoll. Die Ordinaten entsprechen den gemessenen Kräften in Pfunden und die einzelnen Curven wurden für die am Rande in Schraubenumgängen bemerkten Abstände von Magnet und Anker gewonnen. Es zeigt sich in allen Curven eine beträchtliche Zunahme der Anziehung, wenn die Spirale dem Polende näher gerückt wird; in der Entfernung $2 \cdot \frac{11''}{12}$ ist dieselbe am grössten für alle Curven, und nimmt dann bis zu der Entfernung $= 1 \cdot \frac{11''}{12}$ wieder ab. — Dennoch dürfte eine umfangreichere Versuchsreihe nöthig sein, um das aufgestellte Gesetz in seiner Allgemeinheit zu bestätigen. Sicherlich wird nämlich, wenn man einen im Verhältniss zum Magneten kürzern Anker benutzt, jenes Maximum der Anziehung bei einem grössern Abstande der Spiralenmitte von der Berührungsfläche eintreten, und ohne Zweifel wird, bei Benutzung eines Ankers von der Länge des Magneten, das Maximum der Anziehung dann eintreten, wenn die Mitte der Spirale in der Ebene der Berührungsfläche selbst liegt. Diese Verhältnisse ergeben sich, wenn man, wie es namentlich im Falle der Berührung ohne Fehler geschehen kann, Anker und Magnet als einen gemeinsamen Eisenkern betrachtet, der blos von der einen Seite her magnetisch erregt wird, und wenn man auf die Verschiedenheit in der magnetischen Vertheilung bei veränderter Lage der Spirale einerseits und auf den Abstand der Trennungsfläche des Gesammteisenkernes von dem Maximum des zur Vertheilung gekommenen Magnetismus (§. 16, N. VI.) andererseits Rücksicht nimmt. — Als ein specieller Fall des vorangehenden Satzes zeigte sich, d a s s d i e A n z i e h u n g b e d e u t e n d e r w ä c h s t, w e n n d i e S p i r a l e d i e s e l b e b l e i b t u n d n u r d e r E i s e n k e r n v e r l ä n g e r t w i r d, a l s w e n n m i t V e r l ä n g e r u n g d e s E i s e n k e r n e s e i n e g l e i c h e W i n d u n g s z a h l ü b e r s e i n e g a n z e L ä n g e a u s g e b r e i t e t w i r d.

Fig. 91.

VI. Um zu einfachern Gesetzen über die Tragkraft und die Anziehung der Elektromagnete zu kommen, bediente sich Tyndall[17] eiserner Kugeln statt der von Dub benutzten cylindrischen Anker. Eine verschiedene Grösse der Berührungsfläche, eine vorherrschende Wirkung der Kanten, Mangel an Parallelismus der Berührungsflächen ist hierdurch allerdings vermieden, aber schwerlich ist für die Zurückführung der Erscheinungen bei Anziehung und Tragkraft auf die allgemeinen Gesetze der magnetischen Vertheilung etwas gewonnen, da ja letztere nur erst für Cylinder, nicht aber für Kugeln oder andere Formen entwickelt worden sind. Die hier aufgestellten Gesetze haben also blos den besondern Werth, dass sie von den Anziehungserscheinungen gegen eine Kugel gelten. Ihre Bedeutung gewinnen sie jedoch durch eine Vergleichung mit den Gesetzen der Abstossung, welche sich an kugelförmigen diamagnetischen Substanzen herausstellen werden.

Die Eisenkugel wurde in Tyndall's Versuchen an einer empfindlichen Wage mittels eines Drathes aufgehangen und äquilbrirt. Unter der Kugel stand ein Elektromagnet mit 10 Zoll langem, $1\,{}^1/_4$ Zoll dickem Eisenkerne, der mit einer 360 Fuss langen und 9 Pfund schweren Kupferdrathspirale umgeben war. Auf der Mitte des Eisenkernes lag ein polirtes würfelförmiges Eisenstück, dessen oberste Fläche von der Kugel genau in der Mitte berührt wurde. Ausser dem Gegengewichte der Kugel wurde die Wage noch mit einem weitern Gewichte beschwert, und demnächst der zum Magneten geführte Strom durch einen Rheostaten so lange geschwächt, bis das Uebergewicht gerade im Stande war, die Kugel vom Magneten abzureissen. Die in diesem Momente statthabende Stromstärke mass eine eingeschaltene Tangentenbussole. Die dadurch sich herausstellenden Gesetze waren nun folgende:

1. Zuvörderst wurde die Abhängigkeit der Tragkraft von der Stärke des Magneten geprüft. Für den Umfang der Versuche konnte die Stärke des Magneten der Stromstärke proportional gesetzt werden, also $= \operatorname{tg}\beta$, wenn β der an der Tangentenbussole abgelesene Winkel ist. Für die auf die Wage gelegten Gewichte G — zwischen 300 und 900 Gramme — bestätigte sich durch 25 Versuche, dass bei der Berührung die gegenseitige Anziehung zwischen Kugel und Magnet der Stärke des Magneten proportional ist, also

$$\frac{\operatorname{tg}\beta}{G} = C_1,$$

wo C_1 eine constante Grösse bedeutet. Es darf daran erinnert werden, dass bei Dub's Versuchen mit cylindrischen Ankern dieses Gesetz nicht zutraf (N. IV.). — Tyndall erwähnt, dass diesem Gesetze zufolge die vor Coulomb übliche Methode, die Stärke der Magnete durch angehangene Gewichte zu bestimmen, im Grunde richtig sei.

2. Demnächst wurden ähnliche Untersuchungen über diejenige Stärke des Magneten angestellt, welche nöthig ist, um in verschiedenen Entfernungen die Kugel mit derselben Kraft anzuziehen. Um die Eisenkugel in verschiedene Abstände von dem Magneten zu bringen, wurden zwischen beide quadratische Papierstückchen von $^1/_{1000}$ Zoll Dicke gelegt. Die Wage wurde für alle Versuche mit einem constanten Uebergewichte von 100 oder 200 Grammen belastet, um die Kugel vom Magneten abzuziehen, und der Strom wurde, wie vorher, so lange durch Dratheinschaltungen geschwächt, bis das Abreissen erfolgte. Betrug nun die Anzahl der Papierstückchen d und war $m = \operatorname{tg}\beta$ das Maass für die Stärke des Magneten im Momente des Abreissens, so wurde allgemein

$$\frac{m}{\sqrt{d}} = C_2$$

befunden, wo C_2 wiederum eine Constante bedeutet. Es verhält sich also die Stärke des Magneten wie die Quadratwurzeln aus dem Abstande

zwischen Magnet und Kugel, wenn eine constante Kraft an der Kugel der Magnetkraft entgegenwirkt.

3. Umgekehrt frug es sich, wie gross bei constanter Kraft des Magneten diejenige Kraft G ist, mit welcher in verschiedenen Abständen d die Eisenkugel angezogen wird. Der Magnet wurde zu dem Ende durch einen constanten Strom $=$ tg 25^0 erregt. Zur Aenderung des Abstandes zwischen ihm und der Kugel wurde 1, 2, 3 ..... 30 Papierplättchen von $^1/_{1000}$ Zoll Dicke aufgelegt und bei jeder so gewonnenen Entfernung das zum Abreissen nöthige Gewicht bis auf $^1/_4$ Gramm genau bestimmt. Aus den Versuchen geht hervor, dass die durch das Gewicht gemessenen anziehenden Kräfte G sich umgekehrt verhalten, wie die Entfernungen d zwischen Magnet und Kugel, „wenn die Entfernung grösser ist als $^1/_{125}$ Zoll“, oder dass, wenn C_3 eine Constante bedeutet

$$G \cdot d = C_3.$$

Dub spricht sich über das Gesetz zwischen Abstand und Anziehung nicht aus (oben N. V.). Tyndall will jedoch das hier dargestellte Gesetz auch durch jene Versuche Dub's bestätigt finden, und erklärt die dort statthabenden Abweichungen durch die Schwierigkeit, cylindrische Anker parallel abzureissen, durch die störende Wirkung der Ecken u. s. w. Dagegen aber zeigt ein Blick auf die Curven der *Fig. 90*, welche Dub's Versuche darstellen, dass dieselben zwar schon in geringem Abstande vom Coordinatenanfangspunkte mit einiger Annäherung als gerade Linien betrachtet werden können, wie ja auch das von Tyndall aufgestellte Gesetz erst von $^1/_{125}$ Zoll Entfernung ab seine Geltung haben soll, dass aber die Curven streng genommen dennoch krumme Linien bleiben müssen, widrigenfalls sich die Natur einer Discontinuität schuldig machen würde. Wir dürfen also wohl dem obigen Gesetze Tyndall's nur die Bedeutung eines Annäherungsgesetzes zuerkennen.

Dasselbe lässt sich auch bezüglich der Versuche Cramer's [18] sagen, auf welche sich Tyndall ebenfalls beruft. Cramer untersuchte die Tragkraft hufeisenförmiger Stahlmagnete, welche an einer sehr empfindlichen Brückenwage befestigt waren, während andere gleiche Stahlmagnete sie mit den befreundeten Polen berührten. Die Pole wurden durch dazwischen gelegte Papierstückchen in verschiedenen Abständen von einander gehalten. Vier Versuchsreihen zeigen mit grosser Uebereinstimmung, dass die zwischen hufeisenförmigen Stahlmagneten stattfindende Anziehung in langsamerem Verhältniss abnimmt, als im umgekehrten der Entfernungen zwischen den Polen.

4. Aus 2. in Verbindung mit 3. lässt sich aber dasselbe allgemeine Gesetz zwischen Anziehung und Magnetkraft entwickeln, welches schon von Jacobi und Lenz sowie von Joule aufgestellt wurde. Aus 2. geht nämlich hervor, dass, wenn eine Eisenkugel eine Entfernung $= 1$ vom Magnetpole hat, und bei der Stärke des Magneten mit einer Kraft $= 1$ angezogen wird, dieselbe Kugel mit derselben Kraft angezogen wird, wenn der Magnet eine Stärke $= 3$ erlangt und die Kugel sich in der Entfernung $= 9$ befindet. Wird die Kugel jetzt in die Entfernung $= 1$ zurückversetzt, so ist nach 3. die Anziehung die neunfache. Dieses verallgemeinert, führt zu dem Ergebnisse: die gegenseitige Anziehung G eines Magneten und einer Kugel von weichem Eisen, welche durch einen bestimmten Zwischenraum getrennt sind, ist dem Quadrate des entwickelten Magnetismus — also $\text{tg}^2\,\beta$ an der Tangentenbussole — proportional; es ist also

$$\frac{\text{tg}\,\beta}{\sqrt{G}} = \text{Const.},$$

wo Const. eine von den Versuchsmitteln abhängige Constante bedeutet.

Durch 19 Versuche zwischen den Grenzen $\beta = 7^0\,50'$ und $= 22^0\,58'$ bestätigt sich das zuletzt erschlossene Gesetz mit grosser Genauigkeit. Dennoch gilt auch hier, was für eine der beiden Prämissen gesagt wurde: Das Gesetz giebt Näherungswerthe, ist aber nicht der Ausdruck des Naturvorganges. Es darf ja nicht angenommen werden, dass die fragliche Function eine discontinuirliche sei, und dieses Gesetz für die Anziehung in der Entfernung lässt sich in keiner Weise mit dem unter 1. gefundenen für die Anziehung bei unmittelbarer Berührung in Einklang bringen. TYNDALL stellte Versuche an, um das Gesetz der Abnahme der Anziehung zu erforschen, für Abstände, welche geringer sind als $1/_{250}$ Zoll, doch waren die Bemühungen ohne Erfolg.

Gegen diese Gesetze 1. und 4. TYNDALL's wendet nun DUB [19] ein, dass dieselben in ihrer Vereinigung sogar undenkbar seien: „Wird z. B. bei einer Stromstärke $=$ tg 4^0 eine Kugel in Berührung mit 0,4 Pfund, in der Entfernung von einer Papierdicke dagegen mit 0,04 Pfund gehalten, so müsste sie bei einer Stromstärke $=$ tg 35^0, welche ziemlich genau das Zehnfache der von 4^0 ist, sowohl in der angegebenen Entfernung, als in der Berührung mit 4 Pfund gezogen werden. Wächst nun die Stromstärke in diesem Falle noch über das Zehnfache, so würde der absolut undenkbare Fall eintreten müssen, dass die Kugel in gewissem Abstande mit grösserer Kraft gehalten würde als in unmittelbarer Berührung.“ Neue Versuche DUB's zeigen nun in Uebereinstimmung mit den frühern, dass das erste Gesetz TYNDALL's nicht zutrifft, wenn ein grösserer Umfang der Stromstärken angewandt wird, als sie TYNDALL benutzte, und dass dasselbe auch dann nicht einmal zutrifft, wenn statt des cylindrischen Ankers eine Kugel benutzt wurde. Dagegen bestätigte sich das vierte Gesetz TYNDALL's abermals durch DUB's Versuche. Während nämlich der Umfang der Stromstärken, innerhalb deren TYNDALL die Tragkraft der Magnetkraft einfach proportional fand, sich in drei Versuchsreihen zwischen den äussersten Grenzen $2{,}1 \cdot$ tg 4^0 und $3{,}7 \cdot$ tg 4^0, $1{,}59 \cdot$ tg 4^0 und $5{,}21 \cdot$ tg 4^0, sowie $1{,}75 \cdot$ tg 4^0 und $5{,}23 \cdot$ tg 4^0 bewegte, wandte DUB Ströme an, welche in der natürlichen Zahlenreihe aufstiegen zwischen $1 \cdot$ tg 4^0 und $12 \cdot$ tg 4^0. In *Fig. 92* sind die Abscissen diesen Stromstärken proportional abgetheilt. Die zugehörigen Ordinaten wurden gewonnen durch die Anziehung, welche ein Eisenkern von $12''$ Länge und $1''$ Durchmesser auf eine Eisenkugel von $1\,^1/_2{}''$ Durchmesser und auf einen Cylinder von $^1/_2{}''$ Durchmesser und $4''$ Länge und zwar auf jedes dieser Objecte in einem Abstande von einer Papierdicke und in unmittelbarer Berührung ausübte. Die ausgezogenen Curven *A* und *B* gelten für die Kugel, die punktirten *a* und *b* für den Cylinder, und zwar *A* und *a* für den Abstand einer Papierdicke, *B* und *b* aber für die unmittelbare Berührung. Die Curven *B* und *b* weichen so entschieden von der geraden Linie ab, dass das Gesetz der einfachen Proportionalität zwischen Tragkraft und Stromstärke oder Magnetkraft keine allgemeine Gültigkeit hat. Dagegen beweisen sich die Curven *A* und *a* so genau als Parabeln, dass für die Abmessungen der Figur die Abweichungen von dieser Linie nur an wenigen Stellen angegeben werden konnten. Für den Umfang der Versuche behält also das Gesetz der Proportionalität zwischen der Anziehung auch in geringen Abständen und den Quadraten der Magnetkräfte seine Gültigkeit. Eine allgemeine Gültigkeit desselben bestreitet jedoch auch DUB, wie dieses schon

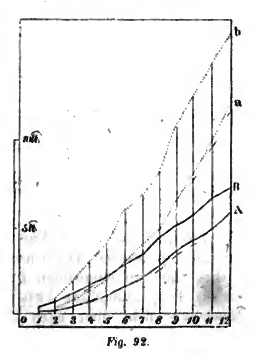


Fig. 92.

oben geschah. — Wie aber diese beiden Näherungsgesetze neben einander bestehen können, zeigt ein Vergleich je zweier zusammengehöriger Curven *A* und *B*, sowie *a* und *b*. „Je stärker nämlich der Strom wird, um desto geringer wird verhältnissmässig die Differenz zwischen der Anziehung in Berührung ($B \cdot b$) und in Entfernung ($A \cdot a$), sodass sich allmälig eine Annäherung an eine constante Differenz herausstellt, bis mit immer wachsendem Strome auch in Berührung das quadratische Verhältniss mehr und mehr hervortritt."

VII. Bei Anwendung cylindrischer Anker wurde durch den Einfluss der Berührungsfläche der Einfluss der Dicke der Magnete auf Tragkraft (IV.) und Anziehung (V.) so verdeckt, dass sich ein einfaches Gesetz nicht herausstellen wollte. Nachdem nun Dub erfahren hatte, dass jener Einfluss durch Anwendung kugelförmiger Anker beseitigt wurde, bediente er sich dieser, um ein Gesetz für die Aenderungen der Anziehung und Tragkraft mit der Dicke der Magnete zu finden[20]. Schon in §. 16, N. V. wurden die Untersuchungen Dub's über die Quantität des in Eisenkernen von verschiedenem Durchmesser entwickelten Magnetismus besprochen. Er fand dieselbe den Quadratwurzeln aus den Durchmessern proportional. In Betracht nun aber proportional dieser Vermehrung der Quantität einerseits in der anzuziehenden Eisenkugel eine grössere Quantität Magnetismus inducirt wird, andererseits auch proportional jener Quantität die wechselseitige Anziehung vergrössert wird, muss die Anziehung zwischen Magnet und Kugel im quadratischen Verhältniss zur hervorgerufenen Quantität wachsen, also in diesem Falle im einfachen Verhältniss mit dem Durchmesser zunehmen. Zur Bestätigung ist folgende Versuchsreihe vorgelegt, welche bei einer Stromstärke = tg 26° und mit vier Elektromagneten und ebenso vielen Eisenkugeln von verschiedenem Durchmesser angestellt wurde, so jedoch, dass für jeden Versuch die Kugel denselben Durchmesser hatte als der cylindrische Eisenkern. Die erste Columne der folgenden Tabelle enthält diese Durchmesser, die zweite die durch das Gewicht gemessene Anziehung im Abstande von einer Papierdicke, die dritte die ähnlich gemessene Anziehung bei unmittelbarer Berührung, die vierte und fünfte die Quotienten aus diesen Wägungen durch die Durchmesser der zugehörigen Eisenkörper.

Durchmesser von Magnet und Kugel *d*	Anziehung in einer Papierdicke Abstand *a*	Anziehung in Berührung *b*	$\frac{a}{d}$	$\frac{b}{d}$
0,75″	0,3 Pfund	1,48 Pfund	0,40	1,97
1	0,48	2,2	0,48	2,20
1,5	0,67	2,98	0,45	1,99
2	0,97	4,2	0,48	2,10

Die geringe Anzahl der Versuche, die beträchtliche Verschiedenheit der Zahlen in den beiden letzten Verticalreihen, sowie die Beschränkung, dass die Kugeln und Eisenkerne von demselben Durchmesser sein sollen, erheben das Gesetz der einfachen Proportionalität zwischen Anziehung oder Tragkraft und Durchmesser des Magneten nicht über allen Zweifel. Vielmehr dürften die Bedenken, welche am angeführten Ort über das zu Grunde gelegte Gesetz namhaft gemacht wurden, auch hier wiederholt werden.

VIII. Es ist zu bedauern, dass für stabförmige Magnete keine Versuche vorliegen, welche die Gesetze der Anziehung und Tragkraft, anstatt mit der Wage, vielmehr durch Hülfe von Inductionsströmen zu ermitteln bezwecken. Ohne Zweifel

würden dieselben Ergänzungen zu den referirten Gesetzen geben, durch welche wir wichtige Aufschlüsse über die Aenderungen in der magnetischen Vertheilung beim Anlegen und Abreissen von Eisenmassen erhielten.

Die vorstehenden weitläufigen, schwierigen, kostspieligen und zeitraubenden Versuche haben also noch nicht so weit geführt, dass wir auf einem festen Boden zu stehen behaupten könnten. Sie bieten vielmehr nur für einzelne Fälle Anhaltepunkte dar. Der Gesichtspunkt, von welchem fernere Untersuchungen über die Tragkraft ausgehen müssen, dürfte vielleicht in folgender Weise bezeichnet werden. Der Eisenkern des Magneten und der Anker müssen als ein und dieselbe vom galvanischen Strom erregte Eisenmasse betrachtet, und es muss gefragt werden: mit einer wie grossen Kraft reagiren die beiden Abtheilungen (Anker und Magnet) dieses Gesammteisenkernes auf einander? Der einfachste Fall würde sein, wenn der Gesammteisenkern durchweg gleiche Dicke hätte und über seine ganze Länge hinweg mit einer galvanischen Spirale gleichmässig umwunden wäre, wenn also zwei Elektromagnete von gleicher Dicke einander berühren, und die Gesammtlänge constant bleibt. Um zu ermitteln, ob die Berührung vollkommen ist, würde man nach der Methode von Jacobi und Lenz durch Messung von Inductionsströmen (§. 16, N. VI.) zu untersuchen haben, ob die magnetische Intensität an der Trennungsstelle gleich derjenigen ist, welche ein gleich langer, gleich dicker und gleich erregter Stab an der entsprechenden Stelle zeigt. Ist keine vollkommene Berührung vorhanden, so wird sich an der Berührungsstelle ein Minimum und an jedem Theile des Gesammtkernes ein Maximum zeigen. Die Wechselwirkung beider Theile des Gesammtkernes wäre durch die Wage zu ermitteln. — Ein weiterer Fortschritt wäre, zu untersuchen, wie sich die Gesetze der vorigen Ermittelungen modificiren, wenn von dem Gesammtkerne nur einer der beiden Theile erregt würde. Unablässig würde alsdann geprüft werden müssen, ob die Vertheilung in dem Gesammtkerne auch so beschaffen ist, wie es die Gesetze verlangen, die in §. 16, N. VIII. angedeutet wurden. Dadurch würde aber als Vorarbeit bedingt, jene von Jacobi und Lenz nur eben begonnenen Untersuchungen über die wahre Vertheilung des Magnetismus in Eisenkernen, welche blos an einzelnen Stellen und nicht über die ganze Länge hinweg erregt werden, weiter auszuführen. — Demnächst würde es Bedürfniss sein, die Vertheilung des Magnetismus in Stäben zu untersuchen, welche aus einem Stücke bestehen und von einer bestimmten Stelle ab einen andern Durchmesser erhielten. Diese Aufschlüsse könnten alsdann wieder verglichen werden mit Untersuchungen der Tragkräfte von Magneten und Ankern verschiedener Durchmesser. — Ueber die Vertheilung des Magnetismus in zwei Stäben, von denen blos einer oder beide erregt werden, und die sich blos in einem Punkte berühren (abgerundete Polflächen), besitzen wir ebenfalls nur sehr vage Vorstellungen. Dasselbe lässt sich sagen über die Vertheilung in Stäben, die sich blos bis auf einen kleinen Zwischenraum (ein oder mehre Papierdicken) annähern können. Aber erst wenn diese Gesetze der Vertheilung gewonnen worden wären, dürften wir erwarten, die Tragkräfte und Anziehungen mit Erfolg untersuchen zu können.

---

[1] Dub. *Pogg. Ann. 90. 248. (1843.)
[2] v. Feilitzsch. *Pogg. Ann. 92. 536. (1854.)
[3] Jacobi und Lenz. *Pogg. Ann. 47. 401. (1839.) Mitgetheilt aus dem *Bull. scient. de l'Acad. de Petersb.*
[4] Joule. *Sturgeon *Ann. of El.* 4. 131. (Aug. 1839, d. d. 28. May and 10. July 1839.) — *Philos. Mag.* [4.] 2. 310.
[5] Joule. *Sturgeon *Ann. of El.* 4. 474. (Apr. 1840.)
[6] Moll. *Pogg. Ann. 29. 468. (1833.) Aus einem Briefe an Ampère. — *l'Institut.* N. 13. p. 110.
[7] Pfaff (Kiel). *Pogg. Ann. 52. 303. (1841.)

[8] DAL NEGRO. *Annali delle scienze di regno Lombardo-Veneto.* T. 1. — Baumgartner's Zeitschrift. B. 1. S. 321 u. B. 2. S. 91. — Zum Theil in *Pogg. Ann. B. 29. S. 470 u. B. 31. S. 261.

[9] PFAFF. *Pogg. Ann. 52. 303. (1841.)

[10] JACOBI. *Pogg. Ann. 54. 335. (1841.) — Aus dem **Bull. scientif. de l'Acad. de Petersb.* T. 9. p. 173.

[11] DUB. *Pogg. Ann. 74. 465. (1848.) — *Dissertatio inauguralis. (Berolini 1848.) De ancoris electromagnetum.

[12] RITCHIE. Pogg. Ann. 32. 534. (1834.) — *Philos. Transact. for* 1833. Pt. II.

[13] JACOBI. *Pogg. Ann. B. 61. S. 262 u. 264. (1844.)

[14] NICKLÈS. *Inst.* N. 988. (8. Dec. 1852.) — *Soc. Philomathique de Paris.* 20. Nov. 1852.

[15] BARRAL. *Académie de Paris.* 22. Nov. 1847. — *Comptes rend.* 25. 757.

[16] DUB. *Pogg. Ann. B. 80. S. 494 u. B. 81. S. 46. (1850.)

[17] TYNDALL. *Pogg. Ann. 83. 1. (1851.)

[18] CRAMER. *Pogg. Ann. 52. 298. (1841.)

[19] DUB. *Pogg. Ann. 85. 239. (1852.)

[20] DUB. *Pogg. Ann. 90. 248. (1853.)

§. 20. Verhalten der Hufeisenmagnete.

Ein unbeankerter hufeisenförmiger Elektromagnet unterscheidet sich in Bezug auf seine Magnetisirungsfähigkeit sehr wenig von einem geraden Stabe. Nur wegen der Annäherung der beiden entgegengesetzten Pole wird das Hufeisen unter sonst gleichen Umständen etwas stärker magnetisch als ein Eisenstab von denselben Abmessungen. Anders ist es dagegen, wenn beide Schenkel eines Hufeisens durch denselben Anker von weichem Eisen verbunden werden: Das Auftreten zweier Pole am Stabmagneten mussten wir früher (§. 16) dadurch erklären, dass die Intensität des überhaupt zur Vertheilung gekommenen Magnetismus an den Enden eine geringere ist, als in der Mitte. Der tiefere Grund davon wurde aber darin gefunden, dass jeder magnetisch erregte Querschnitt eine verstärkende Wirkung auf die ihm benachbarten Querschnitte ausübt, und dass von dieser Verstärkung die Endquerschnitte nur einen geringen, der mittelste dagegen den grössten Vortheil ziehen. In einem beankerten Hufeisen sind nun aber die Endquerschnitte mit einander verbunden, der magnetische Kreis ist geschlossen, und somit wird sich ein derartiger Magnet verhalten wie der mittlere Theil eines unendlich langen Stabmagneten. Der im vollkommen geschlossenen Hufeisen zur Vertheilung kommende Magnetismus hat nämlich in jedem Querschnitte dieselbe Intensität, es treten keine Pole auf, das beankerte Hufeisen ist nach aussen indifferent, wie die indifferente Mitte eines Stabmagneten. — Ferner sahen wir auch (§. 16), dass die Intensität des überhaupt frei gewordenen Magnetismus in der Mitte eines Stabmagneten bei sonst gleich bleibender magnetisirender Kraft in einem längern Eisenkerne grösser ist als in einem kürzern. Verhält sich aber ein beankerter Hufeisenmagnet an jeder Stelle wie die Mitte eines Stabmagneten, und kann man ihn als einen unendlich langen Stabmagneten betrachten, so ist ersichtlich, dass die Intensität des Magnetismus im geschlossenen Hufeisen ungleich beträchtlicher sein muss, als wenn bei derselben Stärke des magnetisirenden Stromes dieselbe Eisenmasse einen ungeschlossenen Magneten bildete.

Aus dieser Anschauung lassen sich aber noch weitere Folgerungen ableiten, die sich alle durch die Versuche bestätigten. Die Verstärkung des Magnetismus im Hufeisenmagneten beim Auflegen des Ankers ergiebt sich nämlich als ein im

Wechsel rückwirkender verstärkender Einfluss des Ankers auf den Magneten und des Magneten auf den Anker. Voraussichtlich wird bei einer solchen Art von Wechselwirkung eine Zeit verstreichen, bis der Magnetismus seine grösste Stärke erlangt hat. Die Versuche erwiesen, dass diese Zeit sehr beträchtlich ist, und dass sie durch eine Magnetisirungsspirale von sehr vielen Windungen bedeutend verlängert werden kann. Umgekehrt zeigt sich auch, dass wenn der magnetisirende Strom unterbrochen wird, eine messbare Zeit vergeht, bis der Magnetismus aus dem weichen Eisenkerne wieder verschwunden ist. — In §. 17 wurde gezeigt, dass mit zunehmender Intensität des Magnetismus, und namentlich mit zunehmender Länge der zu magnetisirenden Eisenstäbe, die frei gewordene Quantität des Magnetismus nicht mehr der Stromstärke proportional ist, sondern, dass sich eine Annäherung an einen Sättigungszustand bemerklich macht. Konnten wir aber nachweisen, dass bei gleicher magnetisirender Kraft die Intensität des Magnetismus im geschlossenen Hufeisen stärker ist als im offenen, so wird hier die Annäherung an den Sättigungszustand schon bei weit geringern Stromstärken hervortreten als in Stabmagneten von der Längsausdehnung des Hufeisens. War es nun möglich bei Stabmagneten noch für einen grossen Umfang der magnetisirenden Ströme den erzeugten Magnetismus diesen Strömen proportional zu setzen, so hat dieses Annäherungsgesetz bei geschlossenen Hufeisenmagneten nur in sehr geringem Umfange der Stromstärken noch Gültigkeit. — Verhält sich die magnetische Intensität in jedem Querschnitte des geschlossenen Hufeisens, wie die in den Querschnitten eines unendlich langen Stabmagneten, so ist demnächst auch ersichtlich, dass die Längsausdehnung eines Hufeisens ohne Einfluss auf diese Intensität sein muss. Die Versuche haben auch dieses bestätigt: Gleich stark erregte, gleich dicke, aber verschieden lange Hufeisen zeigten dieselbe Intensität.

Die Tragkraft eines Stabmagneten erkannten wir (§. 19) als eine Function der Intensität des Magnetismus an der Berührungsfläche und der abstossenden Wirkung, welche von der Berührungsfläche ausgeht. Die Tragkraft muss infolge der ersten Abhängigkeit dem Quadrate der magnetischen Intensität proportional sein, indem sie proportional ist der Intensität der Wirkung des Magneten, und proportional der hier gleichwerthigen Wirkung des Ankers. Die abstossende Wirkung, welche von der Berührungsfläche ausgeht, muss von der vorigen anziehenden Wirkung in Abzug gebracht werden. So weit dieselbe erkannt wurde, ist sie um so grösser, je grösser die Berührungsfläche ist, und um so kleiner, je stärker diese Fläche mit Magnetismus gesättigt ist. Die Versuche bestätigen auch diese Speculation.

Da man aber vor Entdeckung des Sättigungszustandes stets meinte, die Intensität des Magnetismus sei der Stärke des magnetisirenden Stromes proportional, und demzufolge vermuthete, es müsse die Tragkraft dem Quadrate der Stromstärke proportional sein, so glaubte man an Hufeisen eine Abnormität in den Gesetzen der Tragkraft zu erblicken, wenn man bisweilen jene Proportionalität zum Quadrate, bisweilen eine einfache Proportionalität zu den Stromstärken fand, bisweilen sogar sah, dass der Magnetismus in geringerem Verhältniss zunahm als die Ströme. Nachdem jedoch Müller im Stande war, die wahren

Beziehungen zwischen Magnetismus und Stromstärke in eine empirische Formel (§. 17) zusammen zu fassen, konnte er demgemäss auch die Tragkräfte t der Hufeisenmagnete durch jene Formel berechnen, wenn er die Quadratwurzel aus denselben dem durch einen Magneten vom Durchmesser d und mittels eines galvanischen Effectes p erzeugten Magnetismus proportional setzte. In Wahrheit stimmt die so modificirte Formel

$$p = a d^{\frac{3}{2}} \operatorname{tg} \frac{\sqrt{t}}{b d^2},$$

in welcher a und b constante Grössen ausdrücken, für einen weiten Umfang von Versuchen. Die abstossende Wirkung der Berührungsfläche ist in dieser Formel nicht berücksichtigt. Die daraus hervorgehende Verminderung der beobachteten Tragkraft, gegenüber der berechneten, ist jedoch unverkennbar, ebenso wie sich bei andern Versuchen bis zu gewissen Grenzen eine Vergrösserung der Tragkraft herausstellt, wenn, durch Abrunden der Polflächen des Magneten oder durch Anwendung eines cylindrischen statt eines flachen Ankers, die Berührungsfläche verkleinert wird.

Was die Form der Hufeisenmagnete betrifft, so hat sich die cylindrische als die überwiegend vortheilhafteste herausgestellt. Ferner hat sich erwiesen, dass es bei Kernen von weichem Eisen ganz gleichgültig ist, ob das ganze Hufeisen, oder ob nur ein Theil und welcher Theil desselben mit der erregenden Spirale umwunden ist. Anders verhalten sich Magnete von Gusseisen oder Stahl. Diese nehmen fast dieselbe Quantität von Magnetismus auf als die aus weichem Eisen gefertigten, wenn sie über und über von der Spirale bedeckt werden, erleiden aber eine bedeutende Einbusse, wenn die Spirale nur über einen Theil derselben gelegt ist.

Wird der erregende Strom unterbrochen, während das Hufeisen beankert ist, so haftet der Anker noch dauernd mit einer beträchtlichen Kraft, um so beträchtlicher, je stärker der Strom war, der zur Erregung diente. Dieser zurückbleibende oder remanente Magnetismus ist beim weichen Eisen stärker, als beim ungehärteten Stahle. Derselbe verschwindet zum grössten Theil, wenn der Anker abgerissen wird. Aber auch dann noch bleibt eine gewisse Quantität von Magnetismus übrig, welche je nach der Coercitivkraft der Substanz stärker oder schwächer entwickelt ist. Dieser permanente Magnetismus wird am stärksten im Stahl entwickelt, ist aber auch am weichsten Schmiedeeisen noch nachweisbar. Nähere Erörterung über den permanenten Magnetismus mag der nächste Paragraph geben.

1. Die allgemeinsten Unterschiede zwischen Stabmagneten und Hufeisenmagneten sind durch Untersuchungen von Magnus und spätere von Poggendorff dargelegt worden. Beide bedienten sich der Inductionsströme als Erkennungsmittel der im Magneten thätigen Kräfte.

Magnus [1] benutzte folgende vier Elektromagnete:

a) Ein Eisencylinder, 14 pariser Zoll lang, 1,6 Zoll im Durchmesser, war hufeisenförmig gebogen bis zu einem Abstande der Schenkel von 2,1 Zoll. Er wurde in etwa 2200 Windungen umlegt mit 1400 Fuss übersponnenem Kupferdrathe von 0,5 Linien Dicke, die zu 700 Fuss auf zwei Messinghüllen gewunden waren.

b) Derselbe Eisenkern war auf jedem Schenkel nur mit sechs Windungen eines 3 Linien starken Kupferdrathes umgeben. Jede Windung stand ½ Zoll von der nächsten ab.

c) Derselbe Eisenkern wurde auf jedem Schenkel mit 100 Fuss Kupferdrath umwunden.

d) Ein Hufeisen von 16 Zoll Gesammtlänge und 0,8 Zoll Durchmesser war auf jedem Schenkel mit 100 Fuss Kupferdrath umlegt.

Sowie nun in einer vom magnetisirenden Drathe gesonderten Leitung ein Inductionsstrom entsteht, wenn dieselbe einen Eisenkern umgiebt, in welchem Magnetismus entsteht und verschwindet, so wird ein solcher Inductionsstrom auch in dem magnetisirenden Drathe selbst erregt, sobald dieser nach Unterbrechung des ursprünglichen magnetisirenden Stromes noch durch irgend eine Nebenleitung geschlossen bleibt. In den Versuchen von Magnus wurde die Nebenleitung entweder durch ein Galvanometer oder mittels zweier Handhaben durch den menschlichen Körper gebildet. Die Ausschläge des Galvanometers, oder die Zuckungen im Körper gaben nun je nach ihrer Stärke das Maass für den im Eisenkerne verschwindenden Magnetismus. — Die hierher gehörigen Erfahrungen sind folgende:

Es konnte nachgewiesen werden, dass für das Verschwinden des Stromes im Schliessungsdrath eines Elektromagneten eine Zeit erforderlich ist. Der Magnet a) wurde beankert, mit einem Multiplicator und mit einem galvanischen Elemente verbunden. Die Verbindung war so eingerichtet, dass das Element durch eine rasche Bewegung eines Drathes aus der Kette entfernt werden konnte, während der metallische Kreis durch die Windungen des Magneten und des Multiplicators geschlossen blieb. Vor der Beseitigung des Elementes hatte die Nadel des Multiplicators einen Ausschlag von 90° gegeben. Nach derselben ging sie zwar zurück, es verflossen aber 20 bis 70 Secunden bis sie auf beiden Seiten ihrer Gleichgewichtslage gleich grosse Schwingungen machte. Dieses geschah, wenn der Anker vor dem Hufeisen lag; war jedoch das Hufeisen unbeankert, so gab die Nadel sofort nach dem Ausschalten des Elementes gleich grosse Ausschläge. Bei der Combination c) und d) war die Zeit bis zum völligen Verschwinden des Stromes ungleich kürzer, und bei der Combination b) war gar keine Verzögerung wahrnehmbar, obschon die Tragkraft derselben fast ebenso gross befunden wurde als die von a). Da die verschiedenen Magnete sich aber wesentlich nur durch die Drathlänge unterscheiden, so zeigt sich, dass der Strom in den geschlossenen Windungen eines beankerten Elektromagneten nach Ausschaltung des Rheomotors um so langsamer verschwindet, je länger der Drath ist, der das Eisen umgiebt.

Das langsame Verschwinden des Stromes kann aber nur dann stattfinden, wenn für das Verschwinden des Magnetismus eines beankerten Elektromagneten beim Oeffnen der Kette eine Zeit erforderlich ist. Die vorigen Versuche wurden, um diese Behauptung näher nachzuweisen, noch dahin abgeändert, dass der Magnet a), mit dem Anker bedeckt, durch ein galvanisches Element erregt wurde, ohne dass sich das Galvanometer im Kreise befand. Demnächst wurde das Element ausgeschalten und sofort der Drath des Magneten durch das Galvanometer geschlossen. Noch nach zehn Secunden wies das letztere einen im Drathe circulirenden Strom nach. Wurde a) mit c) vertauscht, so war die Dauer dieses nachträglichen Stromes ungleich kürzer, und an der Combination b) konnte nur durch einen sehr empfindlichen Multiplicator noch ein nachdauernder Strom aufgezeigt werden. — Dieser Vorgang erklärt sich aber dadurch, dass der Magnetismus des beankerten Hufeisens nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes langsam genug verschwindet, um in dieser Zeit die Spirale mit dem Galvanometer schliessen zu können. Der verschwindende Magnetismus erregt aber alsdann in dem umgebenden Spiraledrath einen Inductionsstrom von derselben Richtung, welche der magnetisirende

hatte. Dieser Strom magnetisirt dann seinerseits den Magneten von neuem und diese Wechselwirkung zwischen Eisenkern und umgebendem Drathe bewirkt den nachhaltigen Ausschlag des Galvanometers. Je kürzer der Drath des Magneten ist, desto schwächer muss natürlich die Wechselwirkung ausfallen, und in desto kürzerer Zeit muss der Strom verschwinden.

Wurde ein Kupferzinkelement durch die Spiralen a) ohne Eisenkern geschlossen, während der menschliche Körper mittels zweier Handhaben zu letzterm eine Nebenschliessung bildete, so bewegte sich der Strom zum überwiegend grössten Theile durch die ohne Vergleich vollkommener leitenden Spiralen. Wurde nun die Verbindung mit dem Elemente geöffnet, so blieben die Spiralen durch den Körper geschlossen und der von jeder Spiralewindung in den benachbarten Windungen derselben Spirale erzeugte und durch den Körper sich ausgleichende Inductionsstrom bewirkte eine starke Zuckung. Diese Zuckung wurde nicht sehr vermehrt, wenn man das Hufeisen ohne Anker in die Spulen brachte. Wurde aber das magnetisirte Hufeisen beankert, und demnächst der Strom geöffnet, so waren die Zuckungen kaum merklich. Wurde ferner der Eisenkern bei aufliegendem Anker magnetisirt, demnächst der Strom unterbrochen, dann erst die Handhaben durch den Körper geschlossen, so entstanden stets Zuckungen beim nachmaligen Abnehmen des Ankers, und zwar stärkere beim Abreissen, schwächere beim Abschieben desselben. Wurde ausser der Schliessung durch den Körper noch eine metallische Verbindung zwischen den beiden Drathenden der Spiralen angebracht, die so beschaffen war, dass sie mit dem Abreissen des Ankers zugleich sich von den Dräthen trennte, so war der Schlag ausserordentlich stark. Die Combinationen c) und d) zeigten diese auffallenden Erscheinungen nicht, vielmehr wirkten sie gleich stark, mochte der Anker aufgelegt werden oder nicht. — Hiermit sind aber wiederum Belege für das langsame Verschwinden des Magnetismus im beankerten Magneten gegeben. Der Eisenkern allein wurde nicht stark genug durch den Strom magnetisirt, um den Inductionsstrom der Spiralen merklich erhöhen zu können. Durch das Auflegen des Ankers konnte aber — wie im weitern Verlaufe gezeigt werden wird — eine weit grössere Menge von Magnetismus durch dieselbe äussere Kraft in ihm aufgespeichert werden. Wurde demnächst der magnetisirende Strom geöffnet, so wurde durch das sehr langsame Verschwinden des Magnetismus der quantitativ allerdings stärkere Inductionsstrom derart verzögert, dass er nur noch mit geringer Intensität, durch schwache Zuckungen, auf den Körper wirkte. Die geringern Drathmassen der Magnete c) und d) waren nicht für diese Verzögerung geeignet, daher bei ihnen die Erscheinung nicht hervortrat. — Die Zuckungen beim Abnehmen des Ankers nach Ausschaltung des Rheomotors sind Beweise für den im Hufeisen remanenten Magnetismus.

Durch eine grosse Anzahl von Versuchen beweist Magnus, dass die Menge des Magnetismus durch das Anlegen des Ankers vermehrt wird und einer Zeit zu dieser Vermehrung bedarf. Wurde die Combination a) in Thätigkeit versetzt, so konnte ein Anker sogleich nach dem Auflegen leicht wieder abgerissen oder auf den Polen verschoben werden. Dieses wurde aber mit der Zeit immer schwieriger und schon nach zwei Secunden bedurfte es mehr als eines Centners, um das Abreissen zu bewirken. Bei den Magneten mit kurzem Drathe wurde diese Zunahme an Magnetismus weniger verzögert.

Dass aber bei dem Anlegen des Ankers an einen Elektromagneten der Magnetismus wirklich vermehrt wird, ging auch noch daraus hervor, dass z. B. die Combination a) an einem Pole nur 1 bis 2 Pfund, an beiden zugleich aber 140 Pfund trug. Geringer zeigte sich die Vermehrung des Magnetismus an einem hufeisenförmigen Stahlmagneten, der an einem Pole etwas mehr als jener Elektromagnet, an beiden aber nur 10 Pfund trug. Ferner wurden zwei gleiche Hufeisenelektromagnete auf

einem Stative so befestigt, dass ihre Pole die Ecken eines Quadrates bildeten. Jeder trug mit beiden Polen zugleich 50 Pfund. Wurden die beiden gleichnamigen Pole derselben verbunden, so vermochten sie kaum den Anker zu tragen. In ähnlicher Weise wurden zwei stabförmige Elektromagnete, 7 Zoll lang und 0,8 Zoll dick, in einem Abstande von 2½ Zoll parallel zu einander befestigt und jeder mit 50 Fuss Drath umgeben. Die nach unten gewandten ungleichnamigen Pole derselben trugen kaum einen dreipfündigen Anker; sie trugen aber 40 Pfund, wenn man zugleich die obern Pole durch einen Anker verband. Eine ähnliche, aber viel geringere Vermehrung der Tragkraft fand statt, wenn die obern Pole durch ein 6 Fuss langes, gebogenes Eisen, die untern durch den gewöhnlichen Anker verbunden wurden. Noch geringer war die Vermehrung, wenn auf die obern Pole nur grosse Eisenstäbe gelegt wurden; berührten sich aber diese Stäbe, so wurde die Tragkraft wieder vermehrt.

Wurden gerade Stahlmagnete wie die vorigen Elektromagnete behandelt, so war die Vermehrung des Magnetismus zu gering, um durch die Tragkraft nachgewiesen werden zu können. Wohl aber fand eine solche statt, indem eine um den einen Pol eines solchen Magneten gewundene und mit einem Multiplicator in Verbindung gesetzte Spirale an diesem einen Ausschlag bewirkte, sobald ein Eisenstab den andern berührte. Die Richtung des Ausschlages zeigte einen Inductionsstrom an, welcher durch eine Vermehrung des Magnetismus entstanden sein musste. Ganz ähnliche Beobachtungen hatte auch Erman [2] gemacht.

Dass bei Stahlmagneten die Vermehrung nicht momentan geschieht, erklärt sich durch die dem Stahl innewohnende Coercitivkraft. Nach längerer Zeit tritt aber auch bei diesen durch die Wechselwirkung zwischen Magnet und Anker eine bedeutendere Vermehrung des Magnetismus ein, woraus sich die Erhöhung der Tragkraft erklärt, wenn dieselben längere Zeit mit Ankern versehen liegen, und noch mehr, wenn letztere mit Gewichten beschwert werden.

Einen andern Beweis für eine allmälige Zunahme des Magnetismus durch Anlegen des Ankers an einen hufeisenförmigen Elektromagneten giebt noch folgender Versuch: Ein Hufeisen mit langer Spirale wird mit einem galvanischen Element und einem Multiplicator zur Kette geschlossen. Legt man, nachdem die Multiplicatornadel zur Ruhe gekommen ist, einen Anker an das Hufeisen, so weicht die Nadel *beträchtlich* zurück und kommt erst nach längerer Zeit wieder zu ihrer frühern Stellung. Die Zunahme des Magnetismus im Eisenkerne durch das Auflegen des Ankers erregt nämlich in dem umgebenden Spiraldrath einen Inductionsstrom von der entgegengesetzten Richtung des in demselben Drathe circulirenden magnetisirenden Stromes, wodurch dieser beeinträchtigt und die Ablenkung der Multiplicatornadel vermindert wird.

II. Wird der galvanische Strom eines beankerten Hufeisenelektromagneten geöffnet, so nimmt, wie die vorige Nummer nachwies, der Magnetismus mit messbarer Geschwindigkeit ab. Jedoch geschieht dieses nur bis zu einer gewissen Grenze; denn stets bleibt der Anker noch haften, und kann in vielen Fällen sogar mit einem beträchtlichen Gewichte belastet werden. Dieser im beankerten Magneten nach dem Oeffnen des Stromes noch zurückbleibende Magnetismus mag nach Poggendorff's [3] Vorgang remanenter Magnetismus genannt werden. Wird nun der Anker abgerissen, so ist auch in dem weichsten Eisen noch immer eine gewisse Quantität von Magnetismus übrig geblieben, die sich sogar in stabförmigen Elektromagneten nachweisen lässt, und welche permanenter Magnetismus heissen mag. — Der remanente Magnetismus ist von je her Gegenstand wiederholter Beobachtungen gewesen. Webster und Hare [4] fanden, dass ein Elektromagnet 112 Pfund noch 24 Stunden lang zu tragen fortfuhr, nachdem der galvanische Strom unterbrochen worden war. Aehnliches beobachteten Henry und Ten Eyck [5], sowie Moll [6].

Ritchie[7], welcher dem remanenten Magnetismus besondere Aufmerksamkeit schenkte, fand eine Abhängigkeit desselben von der Beschaffenheit des Eisens, besonders aber von der Länge des magnetischen Bogens. Drei Magnete, von demselben Eisen verfertigt, trugen bei derselben Stärke der Erregung nahezu dieselben Gewichte. Ihre Längen betrugen aber bezüglich einen halben, einen und vier Fuss. Während nun bei dem kürzesten der Anker sofort nach dem Unterbrechen des Stromes abfiel, trugen die beiden andern nach Massgabe ihrer grössern Länge bedeutendere Gewichte während längerer Dauer.

Poggendorff[3] stellte nun in folgender Weise Messungen über die verschiedenen Mengen von Magnetismus an, welche sich am geschlossenen und offenen Hufeisen bei geschlossenem und offenem Strome vorfinden. Es wurde nämlich ein uförmig gebogenes Stück weichen Eisens mit getrennten, über einander liegenden Drathrollen versehen. Die eine dieser Leitungen führte den magnetisirenden Strom und war mit einer Sinusbussole verbunden; die andere wurde durch ein Galvanometer geschlossen, an welchem der bei Schliessung und Oeffnung der ersten Leitung entstehende Inductionsstrom gemessen werden konnte. Mit zwei Ankern von verschiedener Breite geschahen nun die Messungen unter folgenden Umständen:

a) bei unbeankertem Magneten mass der entstandene Inductionsstrom diejenige Quantität von Magnetismus, die nahezu auch in einem stabförmigen Eisenkern unter sonst gleichen Bedingungen vertheilt worden wäre;

b) bei beankertem Hufeisen und erster Schliessung des galvanischen Stromes musste der entstehende Inductionsstrom der Quantität des totalen im Hufeisen erregten Magnetismus proportional sein;

c) bei beankertem Magnet und wiederholter Schliessung des galvanischen Stromes mass der Inductionsstrom die Differenz des totalen und des remanenten Magnetismus; endlich geben

d) die beim Abreissen des Ankers entstehenden Inductionsströme ein directes Maass für den remanenten Magnetismus.

Diese interessanten Messungen mögen in ihrer ganzen Ausdehnung in der folgenden Tabelle wiedergegeben werden. Für jede der drei Versuchsreihen ist die Stärke S des magnetisirenden Stromes, sowie der benutzte Anker näher bezeichnet. Die Werthe für a, b, c und d sind ausgedrückt durch den Sinus des halben Ausschlagwinkels (vergl. §. 16, I.), welchen die Nadel der Inductionsbussole erfuhr, vermindert um den Werth des durch die Spirale allein hervorgebrachten Inductionsstromes. Die Buchstaben a, b, c und d entsprechen den so eben genannten Kategorien von Strömen. Die Werthe von d haben ein negatives Vorzeichen, wegen der entgegengesetzten Richtung der ihnen entsprechenden Ströme von derjenigen, welche beim Schliessen der Kette beobachtet wurde.

Magnetisirender Strom S.	Anker.	Inductionsstrom			
		a +	b +	c +	d −
$\sin 4^\circ 25' = 1{,}000$	breit	4,36	32,10	10,45	25,01
	schmal	4,80	20,77	9,58	14,77
$\sin 5^\circ 31' = 1{,}249$	breit	10,23	49,66	17,99	34,75
	schmal	10,23	28,98	17,13	17,13
$\sin 10^\circ 21' = 2{,}335$	breit	16,06	58,86	24,15	39,37
	schmal	16,06	37,77	22,04	16,92

Aus einem Vergleiche der hier zusammengestellten Zahlen geht aber hervor, dass die Ströme b stets grösser sind als alle übrigen derselben Horizontalreihe, dass also in Uebereinstimmung mit den Versuchen der vorigen Nummer die Menge des Magnetismus durch das Anlegen des Ankers vermehrt wird. Die Differenz der Ströme b und a giebt die Vermehrung der magnetischen Quantität, welche der Anker allein hervorbringt. Ein einfacher Vergleich lehrt, dass dieselbe für den Umfang dieser Versuche grösser ist, als die durch den Strom allein zur Vertheilung gebrachte Quantität. Ferner giebt die Differenz von b und c das Maass für die Summe des remanenten und permanenten Magnetismus, während d das Maass für den remanenten Magnetismus allein abgeben müsste, wenn beim Abreissen des Ankers der permanente nicht gestört würde. Jedenfalls findet jedoch das Letztere statt, indem d stets grösser ist als $b - c$.

Dass die mit dem schmälern Anker gewonnenen Inductionsströme schwächer ausfielen, als die für den breitern Anker, ist an sich sehr natürlich, gewinnt aber im Vergleiche mit den im vorigen Paragraphen N. III. und N. IV. mitgetheilten Versuchsergebnissen, die ebenfalls zum Theil mit Hufeisenmagneten gewonnen worden waren, an Bedeutung. Dort ergab sich eine Vermehrung der Tragkraft mit Verkleinerung der Berührungsfläche, sogar wenn diese durch Verminderung der Masse des Ankers gewonnen wurde. Hier, wo die Quantität des Magnetismus gemessen wird, ergiebt sich dieselbe für den schmälern Anker stets geringer. Es gewährt dieses abermals einen Anhalt dafür, dass Tragkraft und Quantität des Magnetismus nicht in einem einfachen Verhältniss, etwa in dem häufig vermutheten quadratischen, zu einander stehen, sondern, dass die abstossende Wirkung der Berührungsfläche jenes Verhältniss beeinträchtigt.

Je mehr Beweise für jenes Verhalten erwünscht sind, um so mehr ist es zu bedauern, dass diejenigen Versuche nicht bekannt wurden, welche Poggendorff zu der Ueberzeugung brachten, dass die temporären Tragkräfte, d. h. die totalen, vermindert um die permanenten, bei weitem nicht proportional gehen dem Quadrate der Inductionsströme b, sondern vielmehr dem einfachen Verhältniss dieser Ströme oder der einfachen Kraft des Magnets nahe kommen.

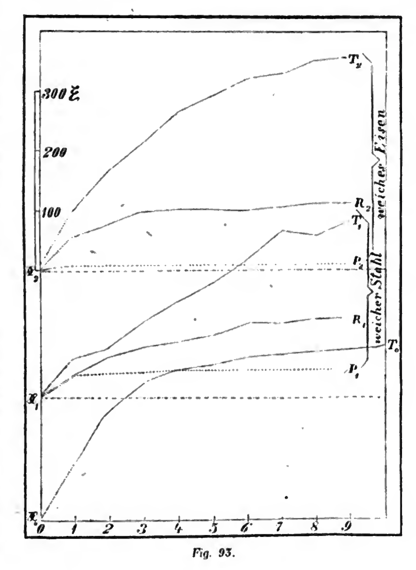


Fig. 93.

Eine nähere Untersuchung des remanenten und des permanenten Magnetismus führte zu den Ergebnissen, welche durch die mittlern und obern Curvengruppen der *Fig. 93* wiedergegeben sind. Dieselben beziehen sich auf die Abscissenaxen X_1 und X_2. Auf diesen Axen sind die Stärken der magnetisirenden Ströme abgemessen, und zwar wurde als Einheit eine Stromstärke genommen, welche an der

Sinusbussole eine Ablenkung von 5° hervorbrachte. Mit neun verschiedenen Strömen wurde ein Hufeisen aus ungehärtetem Stahl (entsprechend der mittlern Curvengruppe) und eines von gleichen Abmessungen aus weichem Eisen (entsprechend der obern Gruppe) magnetisirt. An jedem wurde alsdann für jede Stromstärke mittels desselben Ankers von weichem Eisen durch angehangene Gewichte die totale, die remanente und die permanente Tragkraft (in Unzen) bestimmt. Den gefundenen Gewichten proportional sind die Ordinaten aufgetragen, und so entstehen für die bezüglichen totalen Tragkräfte die Curven $X_1\ T_1$ und $X_2\ T_2$, für die remanenten $X_1\ R_1$ und $X_2\ R_2$ und für die permanenten $X_1\ P_1$ und $X_2\ P_2$. — Ein Vergleich der Curven T_1 und T_2 zeigt nun, dass weicher Stahl eine fast ebenso starke Tragkraft für gleiche Ströme entwickelt als weiches Schmiedeeisen. Und dieses liefert den nachträglichen Beweis für die Behauptung, welche oben §. 15, N. III. aufgestellt wurde. Dagegen unterscheiden sich Stahl und Eisen bedeutend durch die remanenten und noch mehr durch die permanenten Tragkräfte, wie sich aus einem Vergleiche der Curven R_1 mit R_2 und P_1 mit P_2 ergiebt. Die permanente Tragkraft ist für den Stahl, entsprechend seiner Coercitivkraft, ungleich grösser, als für das Eisen, und nimmt zu mit stärkern Strömen, während sie im Eisen constant bleibt. Die remanente Kraft dagegen ist, nach Abzug der permanenten, in dem Eisen ungleich bedeutender als im Stahle. — Endlich zeigt sich auch, dass die remanente Tragkraft weder im Stahle, noch im Eisen constant ist, sondern mit der Stromstärke ziemlich in dem Verhältniss zunimmt, in welchem die totale Kraft wächst.

Wegen des remanenten Magnetismus sind die oben mit *c* bezeichneten, am geschlossenen Hufeisen bei wiederholter Magnetisirung gewonnenen Ströme schwächer als die durch die erste Magnetisirung gewonnenen *b*. Dagegen werden fast doppelt so grosse Inductionsströme bei der Umkehrung der Magnetisirungsrichtung gewonnen, zum Beweise, dass hierbei der remanente Magnetismus verschwindet und in umgekehrter Richtung von neuem entsteht. Findet aber eine solche Umkehr für den remanenten Magnetismus statt, so muss ein Zeitpunkt eintreten, wo der Magnetismus des Hufeisens genau gleich Null ist, und in welchem auch der leichteste Anker abfallen muss. Diese Nothwendigkeit widerlegt die Angabe eines Ungenannten[8], infolge deren ein Elektromagnet im Momente des Wechsels der Pole durch Umkehr des Stromes sogar eine grössere Tragkraft haben soll, als vorher und nachher.

Eine experimentelle Widerlegung dieser letzten Angabe hat schon Magnus[1] bei Gelegenheit der in der vorigen Nummer behandelten Untersuchungen (N. 1 der citirten Abhandlung) gegeben, indem die dort benutzten Hufeisenmagnete bei einer totalen Tragkraft von 140 Pfund und bei einer remanenten Kraft von 21 Pfund schon einen 3 Pfund schweren Anker beim Umlegen des Stromes fallen liessen. Dagegen blieb bei Magneten, die infolge ihrer Spiralen von langem Drathe den Magnetismus nur langsam verschwinden liessen, der Anker haften, wenn der Strom umgelegt und sehr schnell wieder in die ursprüngliche Richtung zurückversetzt wurde.

Einen geschlossenen Magneten ohne Pole stellte Poggendorff dadurch dar, dass er einen ringsum geschlossenen Eisenring mit zwei von einander gesonderten Dräthen umwand, den einen derselben mit der Kette, den andern mit einem Multiplicator verband. Beim Acte der Magnetisirung zeigten sich an dieser Vorrichtung dieselben Inductionserscheinungen, wie an einem beankerten Hufeisenmagneten. Dieser sinnreiche Versuch ist gleichzeitig eine Rechtfertigung der in §. 16 gemachten Unterscheidung von Quantität und Polarität des Magnetismus, indem hier ein Magnet dargestellt ist, welcher keine Polarität besitzt.

Eine Erscheinung des remanenten Magnetismus führt Joule[9] an, welche dahin geht, dass, wenn ein durch eine starke Stromkraft erregter beankerter Hufeisenmagnet durch Einschaltung schlechter Leiter allmälig geschwächt wird, er eine viel

grössere Tragkraft zeigt, als der schwächern Stromkraft an sich zukommt. Die folgende Tabelle giebt einen Beleg zu dieser Behauptung.

Relative Stromstärken.	Entsprechende Tragkräfte in englischen Pfunden.	Tragkräfte bei allmälig verminderter Stromstärke.
90	560	—
31	45	294
21	23	210
14,5	10	112
6,2	2,6	63
4,1	1,1	56

III. Die ältesten Untersuchungen über Elektromagnete beschäftigen sich fast ausschliesslich mit der Frage, welche Form man den Magneten geben müsse, um eine möglichst grosse totale Tragkraft zu erzielen. Da nun die Hufeisenmagnete eine unverhältnissmässig grössere Tragkraft besitzen als die stabförmigen, so waren diese es, welche zuerst studirt wurden. Einen ungefähren Anhalt über das Verhältniss der Tragkräfte dieser beiden Arten von Magneten giebt eine Beobachtung von Henry und Ten Eyck [10] an dem schon oben erwähnten grossen Hufeisenmagneten. Liessen sie nämlich den Anker nur mit einem Pole desselben anziehen, so betrug die Tragkraft 5 bis 6 Pfund, während beide Pole, durch den Anker geschlossen, eine Tragkraft von 700 Pfund gaben. Ferner ist die Tragkraft cylindrischer Hufeisenmagnete ungleich bedeutender als die von prismatischen. Dal Negro [11] verglich zwei Hufeisen von gleicher Biegung und gleichem Gewichte, beide mit gleich vielen Windungen umlegt, das eine aber von prismatischer, das andere von cylindrischer Form, und fand das Verhältniss der Tragkräfte wie 107 : 1820. — Dagegen fand er es gleichgültig, über welcher Stelle des Eisenkernes die Drathwindungen lagen, ob über der Biegung oder nahe den Polen oder auch blos auf einem der beiden Schenkel. Eine grössere Drathlänge gab aber meist eine stärkere Tragkraft, welches Letzte Hare [12] nicht gefunden haben wollte. Derselbe glaubte sogar, es seien wenige Windungen eines dicken Drathes zweckmässiger als eine grosse Anzahl, und verminderte die Windungen bis auf vier. Diese Widersprüche erklärt das ohm'sche Gesetz, indem für den einen Fall der hier massgebende galvanische Effect durch Verminderung der Windungszahl und Vermehrung der Drathdicke, in dem andern aber durch Vermehrung der Windungszahl erhöht worden sein kann. — In Bezug auf den Abstand der beiden Schenkel von einander fand dal Negro, dass erst eine Erhöhung der Tragkraft eintrat, wenn sie näher als 1 pariser Zoll an einander gerückt wurden. — Ein Einfluss der Masse des Ankers machte sich namentlich bei grossen Stromkräften geltend, indem dann dickere Anker die Tragkraft erhöhten. — Muncke [13] versuchte, ob hufeisenförmige Kerne aus Eisendrathbündeln zusammengesetzt in ähnlicher Weise eine stärkere Tragkraft zeigten, als massive gleich dicke und gleich gestaltete Hufeisen, wie gewisse stärkere Inductionswirkungen durch dieselben hervorgebracht werden. Er fand aber die Tragkraft geringer. — Aeltere Versuche über die Abhängigkeit der Tragkraft von den Lineardimensionen des Hufeisens sind mir nicht bekannt geworden. Was aber die Abhängigkeit von der Masse des Eisens betrifft, so fand dal Negro, dass drei Hufeisen, deren Gewichte 0,29, 0,35 und 1,5 Kilogramme betrugen, im Mittel mit 11,6, 11,5 und 36,3 Kilogrammen belastet werden konnten. Die Tragkräfte standen also in geringerem Verhältniss als die Gewichte. — Auf eine Ab-

hängigkeit der Tragkräfte von vorangegangenen Magnetisirungen ist von Moll[14] und dal Negro[15] aufmerksam gemacht worden. Moll fand die stärkste Wirkung stets zu Anfange des Versuches, dal Negro erst bei spätern Magnetisirungen. — Neuerdings will nun du Moncel[16] gefunden haben, dass die Tragkraft der Elektromagnete bedeutend stärker sei, wenn der Eisenkern das erste Mal benutzt wird, als wenn er schon vorher Magnetisirungen erfahren hat. In einem Falle fand er eine Verminderung der Tragkraft von 120 Kilogrammen bis 100 Kilogramme bei demselben erregenden Strome. In ähnlicher Weise wird nach ihm die Tragkraft geschwächt, wenn der Magnet für eine Zeit einem stärkern Strom ausgesetzt gewesen ist. Namentlich zeigte sich diese Verminderung sehr auffallend bei hohlen Elektromagneten. Nähere Untersuchungen zeigten, dass diese Erscheinung besonders von der Eisensorte abhängig war, aus welcher der Magnet bestand. Jedenfalls bedarf diese Beobachtung der Bestätigung.

IV. Die vielfachen Untersuchungen, welche bezweckten, die geeignetsten Dimensionen und Zusammenstellungen der Rheomotoren zu ermitteln, haben seit einer allgemeinern Bekanntschaft mit dem ohm'schen Gesetze kein Interesse mehr. Fechner[17] war der Erste, welcher mit Zugrundelegung desselben die Abhängigkeit der Tragkraft hufeisenförmiger Elektromagnete von der Stärke des erregenden Stromes untersuchte. Mit welchen Schwierigkeiten derselbe zu kämpfen hatte, zu einer Zeit, als man weder constante Ketten, noch bequeme Messwerkzeuge für den galvanischen Strom kannte, davon mögen zwei unmittelbar nach einander angestellte Versuchsreihen zeugen, welche in der *Fig. 94* graphisch wiedergegeben sind. Der Apparat, dessen sich Fechner bediente, bestand aus einem Hufeisen von 14 pariser Decimallinien Länge, 2 Linien Durchmesser und einem Polabstande von 6 Linien; es war mit vielen Windungen von feinem Kupferdrath überlegt. Der Strom theilte sich zwischen diesem und dem Galvanometerdrathe. Die im letztern thätigen Kräfte wurden durch die Schwingungszahlen der zwischen den Windungen hängenden Doppelnadel gemessen, und sind in der Figur als Abscissen aufgetragen, indem ihnen proportional auch derjenige Antheil der Stromkraft war, welcher in den Windungen des Magneten kreiste. Der Anker des Magneten wurde vorsichtig mit Gewichten beschwert, bis er abriss, und diese sind als Maass der Tragkraft in der Form von Ordinaten aufgetragen.

Fig. 94.

Die beiden Curven *a* und *b* wurden gewonnen, indem erst die Messungen von niedern zu höhern und dann wieder rückwärts zu den niedern Stromkräften fortschritten. Die ausserordentlichen Abweichungen beider Linien von einander und von einer stetigen Form geben ein Bild von der Schwierigkeit der Beobachtung. Diese beiden, nebst zwei andern ähnlichen Versuchsreihen bewogen jedoch Fechner zu dem Schlusse, dass innerhalb gewisser Grenzen (d. h. für getragene Gewichte von dem 4- bis 18fachen Gewichte des Hufeisens) die Tragkraft eines Hufeisens direct

proportional der Intensität des Stromes ist, welcher in dem umwundenen Kupferdrathe circulirt.

Zu abenteuerlichen Ergebnissen kam DAL NEGRO [18], indem er fand, dass die Tragkräfte den Umfängen der Zinkplatten in den angewandten Rheomotoren proportional seien. Die Tragkräfte wurden durch Wägung gemessen, die Stromstärke erhielt aber keine directe Bestimmung. Nach JACOBI's [19] Rechnung, basirt auf das OHM'sche Gesetz, stellte sich jedoch aus den Daten dieser Versuche eine noch viel vollkommenere einfache Proportionalität der Tragkräfte zu den Stromstärken heraus.

Auch JACOBI [19] bestätigte die Proportionalität der Tragkräfte zur Stromstärke, indem er denselben Elektromagneten durch verschieden grosse Erregerplatten einer sonst gleich beschaffenen Zinkkupferkette in Thätigkeit setzte, und die Tragkräfte mittels des oben (§. 19, N. IV.) erwähnten Krafthebels mass. Verhalten sich nämlich zwei Tragkräfte T und T_1 wie die erregenden Ströme, so wird, da letztere sich umgekehrt wie die Gesammtwiderstände verhalten,

$$\frac{T}{T_1} = \frac{C + W_1}{C + W}$$

sein, wenn C den constanten Antheil des Widerstandes und W und W_1 die zu T und T_1 gehörigen verschiedenen Widerstände bedeuten, welche verschieden grosse Platten in die Kette einführen. Werden aber die bezüglichen Oberflächen der Platten mit q und q_1 bezeichnet, so ist, da sich die Widerstände nach dem OHM'schen Gesetz umgekehrt wie diese Oberflächen verhalten,

$$\frac{T}{T_1} = \frac{C + \frac{1}{q_1}}{C + \frac{1}{q}}.$$

Wird aber diejenige Tragkraft $T_1 = 1$ gesetzt, welche durch einen Querschnitt $q_1 = 1$ hervorgebracht wird, so ändert sich die Formel in

$$T = \frac{q \cdot \frac{C+1}{C}}{q + \frac{1}{C}}.$$

Sechs nach dieser Formel berechnete Werthe für Zinkoberflächen zwischen 4 und 144 Quadratzoll stimmten mit grosser Genauigkeit zu den gemessenen Tragkräften.

V. JOULE [9] suchte die Abhängigkeit des Maximum der Tragkraft von der Gestalt der Hufeisenmagnete zu ermitteln. Er benutzte dazu acht Magnete von folgender Gestalt:

N. 1 war der in §. 15, N. I. näher beschriebene, aus einem Hohlcylinder angefertigte und transversal erregte Magnet.

N. 2 bestand aus einem cylindrischen Eisenstücke von $1/2$ Zoll Durchmesser und 2,7 Zoll Länge, welches halbkreisförmig zusammengebogen war, bis die Polenden $1/2$ Zoll weit aus einander standen und welches mit 7 Fuss übersponnenem Kupferdrath umlegt wurde.

N. 3 wurde aus einem Eisenstückchen 0,7 Zoll lang, 0,37 Zoll breit und 0,15 Zoll dick angefertigt, indem es mit seinen Enden halbkreisförmig zusammengebogen und mit 19 Zoll übersponnenem Kupferdrath umwunden wurde.

N. 4 war aus einem Stückchen Eisendrathe construirt. Der Drath war $1/4$ Zoll lang und $1/25$ Zoll dick, war hufeisenförmig zusammengebogen und wurde mit nicht isolirtem Kupferdrath umgeben.

Drei andere Magnete *A*, *B* und *C*, sowie der ebenfalls in §. 15 unter Joule's Namen beschriebene radförmige Magnet waren nicht besonders zum Zweck dieser Untersuchungen angefertigt worden. Alle diese Magnete wurden mit immer stärkern Strömen magnetisirt, bis sie ein Maximum der Tragkraft erreicht hatten.

Wie nun folgende Tabelle zeigt, kann mit ziemlicher Annäherung das Gesetz aufgestellt werden, dass das Maximum der Tragkraft eines hufeisenförmigen Elektromagneten direct proportional ist dem Quadratinhalte des kleinsten Querschnittes desselben. Die Tragkraft auf die Einheit des kleinsten Querschnittes reducirt nennt Joule specifische Tragkraft.

Magnete.	Kleinster Querschnitt.	Maximum der Tragkraft in Pfunden avoir du *p*.	Specifische Tragkraft.
N. 1.	10	2090	209
N. 2.	0,196	49	250
N. 3.	0,0436	12	274
N. 4.	0,0012	0,202	162
A	4,5	1428	317
B	3,94	750	190
C	0,196	50	255
Radmagnet	15,9	2710	170

Bei der Ungenauigkeit, mit welcher die Tragkräfte durch angehangene Gewichte bestimmt wurden, bei der grossen Verschiedenheit des Materials einerseits und der Gestalt und Grösse andererseits ist immerhin die im Vorstehenden gewonnene Annäherung an das ausgesprochene Gesetz auffällig. Joule hält die Zahl 280 als die wahrscheinlichste für die specifische Tragkraft, sodass man das Maximum der Tragkraft

$$x = a \cdot 280$$

setzen kann, wenn der Flächeninhalt *a* des kleinsten Querschnittes vom Eisenkern in Quadratzollen gegeben ist.

VI. Bei zwei Versuchsreihen von Jacobi und Lenz [20] sind die Tragkräfte hufeisenförmiger Elektromagnete direct gemessen, indem ein dem Eisenkerne des Magneten gleich gestaltetes und nicht direct magnetisirtes Hufeisen an einer Wage hing, und letztere so lange mit Gewichten beschwert wurde, bis Trennung erfolgte. Bei Anwendung ebener Polflächen waren die Angaben so unbestimmt, dass eine Abrundung derselben vorgezogen wurde. Die Stromstärke wurde durch eine Nervander'sche Tangentenbussole gemessen und mit den Tragkräften verglichen, wie folgende Tabelle ausweist.

No.	Stromstärke $10000 \cdot \text{tg}\,\alpha$.	Tragkräfte.	Verhältniss der Ströme.	Verhältniss der Tragkräfte.	Verhältniss der Quadrate der Ströme.	Nr.	Stromstärke $10000 \cdot \text{tg}\,\alpha$.	Tragkräfte.	Verhältniss der Ströme.	Verhältniss der Tragkräfte.	Verhältniss der Quadrate der Ströme.
1	1507	6,0	1,80	3,15	3,25	1	1131	13,2	1,86	3,18	3,44
2	2717	18,9	1,31	1,70	1,71	2	2098	42,0	1,35	1,56	1,82
3	3554	32,2	1,02	1,03	1,04	3	2833	65,4	1,08	1,11	1,16
4	3711	33,0	1,17	1,28	1,38	4	3051	72,6	1,05	1,09	1,10
5	4258	42,3				5	3204	78,8	1,18	1,17	1,39
—	—	—				6	3779	92,1			

Dieser Vergleich zeigt aber offenbar, dass bei schwachen Strömen das Verhältniss der Tragkraft zum Quadrate derselben noch Geltung haben kann. Dagegen verhalten sich die Tragkräfte bei starken Strömen nahezu wie diese selbst, und sogar stehen sie in einem Falle (N. 6 der zweiten Reihe) in noch grösserm Verhältniss als die Tragkräfte.

Dieses scheinbar regellose Verhalten besass zur Zeit der Veröffentlichung der Versuche noch nicht diejenige Bedeutung, die es jetzt gewonnen hat, nachdem ein magnetischer Sättigungszustand des Eisens (§. 17) nachgewiesen worden ist. Schon oben wurde darauf aufmerksam gemacht (§. 17, N. II.), dass ein Sättigungszustand bei denselben Stromstärken um so leichter eintreten müsste, je länger der Eisenkern des Elektromagneten ist, indem schon allein durch die Verlängerung eine grössere Menge von Magnetismus erzeugt wird (§. 16, N. VI.). Diese Vermehrung erklärt sich aber leicht dadurch, dass der im Eisen erzeugte Magnetismus zwei Ursachen, eine primäre und eine secundäre hat. Die primäre Ursache ist die magnetische Erregung, welche jede dünnste Querschicht des Eisenstabes von dem umgebenden Strom erfährt. Jede Querschicht wird aber ausserdem von jeder andern nahen und entferntern magnetisirten Querschicht desselben Stabes im Sinne der ursprünglichen Magnetisirung polar erregt, und wirkt nach Massgabe der ihr ertheilten Kraft wieder rückwärts auf jene Schichten erregend, sodass durch eine solche Wechselwirkung zu jener primären noch eine secundäre magnetische Erregung hinzukommt. Je länger nun der Eisenstab wird, um so beträchtlicher muss die secundäre Wirkung ausfallen. Ferner muss sich dieselbe am stärksten in der Mitte eines Stabes kundgeben, woher es sich auch erklärt, dass die von Jacobi und Lenz dargestellten magnetischen Vertheilungscurven (§. 16, N. VI., *Fig. VIII.*) ihre grössten Werthe in der Mitte haben. Im vorliegenden Falle, bei einem durch einen Anker geschlossenen Hufeisenmagneten, haben wir es aber gewissermassen mit einem unendlich langen Eisenkerne zu thun. Hier finden wir keine Endquerschichten mehr vor, welche blos von einseitigen Nachbarn eine magnetische Verstärkung empfangen, sondern alle Querschichten verstärken ihre Nachbarn in demselben Maasse, als sie von ihnen verstärkt werden. Bei einer derartigen geschlossenen Wechselwirkung wird aber schon ein mässiger galvanischer Effect hinreichen, um den Eisenring auf eine Stufe des Sättigungszustandes zu bringen, auf welche ein Stabmagnet erst durch einen ungleich stärkern Strom erhoben werden kann. Steht nun das Hufeisen noch fern von jenem Sättigungszustande, wie dieses für die schwächsten Stromkräfte der Fall ist, dann wird die Tragkraft dem für Stabmagnete gültigen Gesetze der Proportionalität zum Quadrate der Stromstärke folgen. Nähert sich aber die durch stärkere Stromkräfte entwickelte Magnetkraft dem Maximumwerthe an, so sinkt jenes Verhältniss mehr und mehr auf die einfache Proportionalität zur Stromstärke herab. Für sehr starke Ströme wird aber auch nicht mehr die einfache Proportionalität statthaben können, vielmehr nehmen jetzt die Ströme sogar in stärkerm Verhältniss zu, als die Tragkräfte.

Dass aber wirklich ein geschlossenes Hufeisen weit eher sich dem Sättigungspunkt annähert als ein offenes, wies Dub [21] in sinnreicher Weise nach. Bei einem geschlossenen Hufeisen bleibt nämlich infolge der unvollkommenen Berührung des Ankers noch immer einiger freie Magnetismus übrig. Voraussichtlich wird dieser aber sich ebenso dem Sättigungszustand annähern, als der durch den aufliegenden Anker gebundene Magnetismus. Indem nun Dub nach der Methode Koosen's ein geschlossenes Hufeisen bei schwachem Strom in geeigneter Weise einer von demselben Strome durchflossenen Tangentenbussole so lange annäherte, bis infolge jenes freien Magnetismus die Ablenkung der letztern compensirt wurde, und indem er demnächst den Strom verstärkte, beobachtete er, dass die Nadel schon bei weit schwächern Strömen wieder eine Ablenkung zu Gunsten des Einflusses der Tangenten-

bussole erhielt, als wenn der analoge Versuch mit einem ungeschlossenen Hufeisen wiederholt wurde. Demzufolge tritt also im geschlossenen Hufeisen der Sättigungszustand viel eher hervor als im offenen.

Eine in N. IV. des §. 17 erwiesene Behauptung ging dahin, dass der magnetische Sättigungszustand in dem Maasse früher eintritt, als dem erregenden Strome durch hohle Eisenstäbe von verschiedener Wanddicke weniger Eisen zu seiner Entwickelung dargeboten wird. Das analoge Verhalten für Hufeisenmagnete hat Pfaff[22] nachgewiesen. Derselbe bildete fünf hohle Hufeisenmagnete von äusserlich gleicher Gestalt, aber von verschiedener Wanddicke in folgender Weise: Je zwei hohle Eisencylinder, von gleichdickem Eisenblech angefertigt, wurden auf einer aufgeschliffenen Eisenplatte parallel zu einander befestigt. Vor die andern Enden des so gebildeten Hufeisens konnte ein ebenfalls aufgeschliffener Anker gelegt, und die Tragkraft durch angehangene Gewichte gemessen werden. Alle diese Hufeisen hatten $7\frac{1}{2}$ englische Zoll Höhe und 1,3 Zoll Durchmesser und alle waren mit derselben Anzahl von Drathwindungen umgeben. In der folgenden Tabelle ist die Wanddicke ω der Hohlcylinder, sowie ihr Gewicht p und die bei verschiedenen Stromstärken gefundene Tragkraft zusammengestellt.

No.	ω in Linien.	p in Pfd. Lth.	Tragkräfte bei verschiedenen Stromstärken in Pfunden.				
5	$4\frac{1}{2}$	7 · 25	44	45	47—55	55	65
4	$3\frac{3}{8}$	5 · 26	20	20	34	30	
3	2	4 · 6	15	15	14	17	
2	$1\frac{1}{7}$	2 · 27	17	25	25	37	52
1	$\frac{17}{18}$	1 · 25	7	5	5	6	

Mit Ausnahme des Hufeisens N. 2 zeigen die Versuche, dass die Zunahme der Tragkraft bei gleicher Zunahme der Ströme immer geringer wird, je dünner die Wände derselben sind. Was die verschiedenen Cylinder betrifft, so nimmt die Tragkraft in stärkerm Verhältniss zu wie die Massen (bei 5 und 1 sogar fast wie die Quadrate der Massen).

Können wir aber dem Gesagten zufolge einen beankerten Hufeisenmagneten in Bezug auf die in ihm obwaltende Vertheilung als einen unendlich langen Stabmagneten betrachten, so kommt es alsdann auf die Längsausdehnung desselben nicht mehr an, und sonach erklärt sich ein weiteres von Jacobi und Lenz[23] aufgefundenes Gesetz, infolge dessen die Intensität des Magnetismus an der Berührungsebene zwischen Anker und Hufeisenmagnet unabhängig ist von der Länge des Eisenkernes, und (innerhalb der durch den Sättigungszustand gesetzten Grenzen, wie oben unter N. II.) nur proportional ist dem galvanischen Effecte.

Der Nachweis dieses Gesetzes wurde mittels derjenigen momentanen Ströme gegeben, welche in einem geschlossenen Leitungsdrath inducirt werden, sobald in seiner Nähe Magnetismus verschwindet, und von welchem sich schon früher Jacobi und Lenz überzeugt hatten, dass sie den Quantitäten des verschwindenden Magnetismus proportional seien. Der Apparat, dessen sie sich bedienten, ist in *Fig.* 95 (s. S. 179) dargestellt. Auf einem festen Brette waren zwei gerade, über ihre ganze Länge hinweg mit übersponnenem Kupferdrath umwundene Eisencylinder *ab* und *cd* aufgeschraubt. Durch den Drath bewegte sich ein von der Batterie *ZK* ausgehender Strom, der durch die eingeschaltene elektromagnetische Wage *W* gemessen wurde. Vor die freien Enden der Stäbe konnte auf jeder Seite ein Anker

mit vorstehenden Stollen *ac* und *bd* gelegt werden, welche letztere mit dem zum Galvanometer führenden Inductionsdrath umwickelt waren. Bestand dieser Magnet auch aus vier einzelnen Theilen, so hatte er doch bei vorgelegten Ankern das mit einem Hufeisenmagneten gemein, dass in beiden der magnetische Kreis ringsum geschlossen war. Ging nun durch die Magnetisirungsspirale ein Strom von constanter Stärke und wurden die Anker mittels der angebrachten Handhaben von den Magneten gleichzeitig abgerissen, so gab der Sinus des halben Ablenkungswinkels an dem mit dem Inductionsdrathe verbundenen Galvanometer das Maass für die magnetische Intensität an den Trennungsstellen. In dieser Weise wurden sechs Paare verschieden langer, $1\frac{1}{2}$ Zoll dicker Eisenstangen geprüft. Die folgende, von selbst verständliche Tabelle enthält die Ergebnisse einer Versuchsreihe.

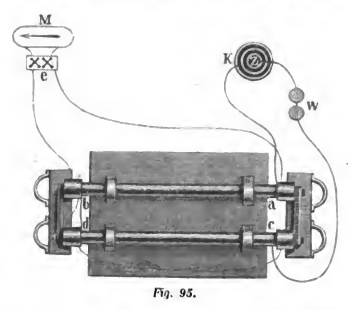


Fig. 95.

Länge der Stangen	Windungs-zahl $= n$	Magnetische Intensität der Trennungsflächen $M = \sin\frac{\alpha}{2}$	$1000\,\frac{M}{n}$
3	946	0,90333	0,955
$2\frac{1}{2}$	789	0,71823	0,910
2	634	0,61106	0,964
$1\frac{1}{2}$	474	0,48633	1,026
1	315	0,32185	1,022
$\frac{1}{2}$	163	0,16476	1,011

Die grosse Uebereinstimmung der in der letzten Reihe enthaltenen Zahlen rechtfertigt das oben ausgesprochene Gesetz. Während bei dieser Versuchsreihe die magnetisirenden Spiralen die ganze Länge der Eisenstäbe bedeckten, wurde noch eine andere Versuchsreihe ausgeführt, bei welcher die Windungen an den Polenden der Stäbe angehäuft waren. Der Erfolg war der nämliche. Beide Versuchsreihen zusammen erlauben aber den Schluss, dass die Intensität des Magnetismus an den Berührungsebenen zwischen Anker und Hufeisen dieselbe ist, mögen die magnetisirenden Windungen die ganzen Schenkel bedecken, oder nur an den Enden derselben angehäuft sein. — Es darf nicht unerwähnt bleiben, dass Jacobi und Lenz durch diese Versuche den Magnetismus der Endflächen zu ermitteln suchten, und ihre Ergebnisse so darstellten, als sei trotz Anlegung des Ankers die magnetische Vertheilung in den Eisenstäben dieselbe geblieben als bei den in §. 16, N. VI. besprochenen Versuchen. Ferner muss noch ausdrücklich darauf hingewiesen werden, dass die hier benutzten Inductionsströme nicht die „Tragkräfte", sondern die „magnetische Intensität" der sich berührenden Ebenen messen.

Interessant ist noch die an vorstehende Untersuchungen geknüpfte Bemerkung, dass, wenn man mit der Eisenmasse, sowie mit der Länge und Dicke des Kupferdrathes nicht beschränkt ist, man mit jeder Stromstärke

Elektromagnete von ganz beliebig grossen Tragkräften erzielen kann. Sind nämlich für eine bestimmte Stromstärke die Dimensionen des Spiraldrathes gegeben, so kann man demselben einen andern von der *n*fachen Länge und dem *n*fachen Querschnitte substituiren, ohne die Stromstärke zu ändern. Der letztere bringt aber in demselben Eisenkern (abgesehen vom endlich eintretenden Sättigungszustande) den *n*fachen Magnetismus (und somit die n^2fache Tragkraft?) hervor. „Dieser Satz, der nur eine statistische Bedeutung hat, an den man aber manche mechanische Folgerungen zu knüpfen gedachte, hat auch in dieser Beziehung viele Aehnlichkeit mit dem sogenannten hydrostatischen Paradoxon oder mit dem Gesetze der bekannten einfachen mechanischen Potenzen."

VII. Die vorstehenden Gesetze bezüglich der Unabhängigkeit der magnetischen Intensität an der Trennungsstelle zwischen hufeisenförmigen Magneten und Anker von der Länge der Schenkel, sowie von der Lage der Windungen auf denselben ist von MÜLLER[24] auch für die Tragkräfte bestätigt worden: Die Tragkraft ʊförmiger Magnete bleibt dieselbe, mag eine gleiche Windungszahl die ganze Länge der Schenkel bedecken, oder nur über einen Theil derselben angehäuft werden; ebenso ist die Länge der Schenkel ohne Einfluss auf die Tragkraft. Die Beobachtungen MÜLLER's wurden an vertical befestigten Hufeisen mit ebenen Polflächen und cylindrischem Querschnitt angestellt, gegen welche sich der gleichfalls ebene Anker anlegte. Letzterer war mit Haken und Schale versehen, und auf diese wurden unmittelbar so lange Gewichte aufgelegt, bis die Trennung erfolgte. Es wurden sechs Hufeisenkerne und vier verschiedene Spiralen angewandt, deren Dimensionen und Windungszahlen die folgenden Tabellen enthalten:

No. der Hufeisen.	Länge der Schenkel.	Durchmesser.
I.	16,5 Centimeter.	10 Millimeter.
II.	8,5 „	10 „
III.	5 „	10 „
IV.	16,5 „	6,5 „
V.	8,5 „	6,5 „
VI.	5 „	6,5 „

No. der Spiralenpaare.	Windungszahl beider Spiralen.	Länge in Centimetern.
I.	492	14
II.	456	6,8
III.	204	6,8
IV.	96	3

Die Länge der Schenkel ist von der Biegung an gerechnet, und letztere, sowie der Abstand der Schenkel scheint bei allen Eisenkernen derselbe gewesen zu sein. Die Spiralen hatten alle denselben innern Durchmesser von 12 Millimeter. Die Stromstärke wurde durch die Tangentenbussole gemessen. Die verschiedenen Eisenkerne wurden mit den verschiedenen Spiralen combinirt, und bei jeder Combination für allerhand Stromstärken die Tragkräfte gemessen. Nachdem sich die

Unabhängigkeit derselben von der Lage der Windungen herausgestellt hatte, konnten in *Fig. 96* für die beiden Hufeisen I. und IV. die Ergebnisse graphisch dargestellt werden, und zwar derart, dass die Abscissen den galvanischen Effecten und die Ordinaten den in Grammen gemessenen Tragkräften proportional sind. Die ausgezogenen Curven sind die Ergebnisse der Messungen. Da die entsprechenden Messungen für die Eisenkerne II. und III., sowie V. und VI. Curven geben, welche im Wesentlichen mit denen für I. respective IV. zusammenfallen, so ist einerseits die Unabhängigkeit der Tragkräfte von den Längen der Schenkel erwiesen, andererseits konnte ihre Darstellung hier übergangen werden.

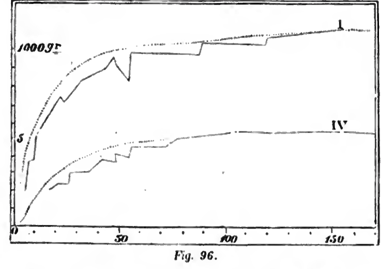


Fig. 96.

Zu ganz ähnlichen Resultaten kam Poggendorff, als er die Tragkräfte von Hufeisenmagneten direct mass. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in der *Fig. 93* (zu N. II.) durch die Curve $X_0\ T_0$ dargestellt. Die dortigen Abscissen sind ebenfalls den Stromstärken, die Ordinaten aber den Tragkräften proportional. Während dort die Ströme zwischen 1 und 10 wuchsen, änderten sich die Tragkräfte nur zwischen 1 und 3. Die Gestalt jener Curve besitzt aber denselben Charakter, als die der zuletzt beschriebenen. Auch die dortigen Curven $X_1\ T_1$ und $X_2\ T_2$, welche durch Kerne von weichem Stahl und Eisen gewonnen wurden, zeigen denselben Charakter.

Hatten nun Jacobi und Lenz (N. VI.) für schwache Effecte noch eine Proportionalität der Tragkräfte zum Quadrate derselben wahrgenommen, und nur in einem Falle die Ströme stärker wachsen sehen, als die Tragkräfte, so zeigt sich hier, dass die Tragkräfte auch nicht mehr entfernt dem Quadrate der magnetisirenden Kraft proportional sind. Vielmehr kehren beide Curven ihre hohle Seite der Abscissenaxe zu, während sie ihr die erhabene Seite zuwenden müssten, wenn jenes der Fall sein sollte. Dieses erklärt sich aber dadurch, dass im vorliegenden Falle verhältnissmässig sehr dünne Hufeisen benutzt wurden, und die galvanischen Effecte durch eine sehr grosse Anzahl von Spiralewindungen erhöht wurden. Die vorliegenden Versuche sind also gewissermassen die Fortsetzung der in der vorigen Nummer mitgetheilten; sie beginnen, wo jene aufhören; sie ergänzen die Belege zu denjenigen Reflexionen, die in der vorigen Nummer gepflogen wurden.

Ist aber in §. 17 nachgewiesen worden, dass die Quantität des erzeugten Magnetismus nicht allgemein der Stromstärke proportional ist; wurde hier gezeigt, dass auch die Proportionalität der Tragkräfte zum Quadrate der Stromstärke keine allgemeine Gültigkeit habe: so weist nun Müller nach, dass die Tragkräfte dem Quadrate des im Eisen erzeugten Magnetismus (mit grosser Annäherung) proportional seien. Die oben [§. 17, N. I. unter 1)] aufgestellte Formel

$$p = a\, d^{\frac{3}{2}} \operatorname{tg} \frac{m}{b\, d^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

giebt nämlich die Abhängigkeit des freigewordenen Magnetismus m von dem galvanischen Effecte p, wenn a und b zwei constante und d den Durchmesser des Eisencylinders bedeuten. Vorausgesetzt nun, dass die Tragkraft t dem Quadrate des erzeugten Magnetismus m proportional sei, muss die Formel ihre Gültigkeit behalten,

wenn $\sqrt{t}$ statt m eingesetzt wird. Nach MÜLLER's Berechnung der Constanten geht nun diese Formel über, für die dickern Cylinder, also für die Curve I. der *Fig. 96*, in

$$p = 5{,}5 \cdot \operatorname{tg} \frac{\sqrt{t}}{1{,}2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 2)$$

und für die dünnern Cylinder, also für die Curve IV. in

$$p = 10 \cdot \operatorname{tg} \frac{\sqrt{t}}{0{,}86} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 3).$$

Diese beiden Curven sind in der *Fig. 96* durch punktirte Linien wiedergegeben. Da sie sich im Allgemeinen recht gut dem Charakter der durch die Messungen gegebenen ausgezogenen Curven anschliessen, dürfte also obige Behauptung als erwiesen angesehen werden. Die untere punktirte Curve ist bis zum Nullpunkte fortgeführt. Da sie in diesem Verlauf einen Wendepunkt enthält, bestätigt sie, dass die Versuche MÜLLER's nicht im Widerspruche stehen mit denen der vorigen Nummer, sondern nur eine Fortsetzung derselben bilden.

Vergleichen wir in *Fig. X.* die punktirten berechneten Curven mit den dort ausgezogenen, aus den Beobachtungen hervorgegangenen Curven, so zeigt sich, dass sie sich allerorten gleich gut einander anschliessen. In der vorliegenden Figur sehen wir jedoch, dass dieser Anschluss in dem horizontalen Theile, also für die grössern Tragkräfte, wenig zu wünschen übrig lässt, während die beobachteten schwächern Tragkräfte gegen die berechneten (also innerhalb des aufsteigenden Theiles der Curven) beträchtlich zurückbleiben. Sind nun auch mit allem Rechte die Constanten der vorigen Gleichungen besonders nach den stärksten Tragkräften berechnet, so dürfte doch dieses Zurückbleiben nicht als zufällig betrachtet werden. Sollten wir nicht vielmehr auch hier eine Hindeutung auf jene in §. 19, N. I., III. und IV. besprochene Abstossungskraft zwischen den Berührungsflächen von Magnet und Anker finden, welche ja die Tragkraft am stärksten beeinträchtigt, wenn das Eisen noch nicht mit Magnetismus gesättigt ist? Bei dickern Magneten fand MÜLLER ein noch weit grösseres Zurückbleiben der gemessenen Tragkraft hinter der berechneten.

Ein Einfluss des Ankers auf die Tragkraft lässt sich aber ebenfalls aus den obigen Formeln herleiten. Berechnet man nämlich die Constanten a und b der Formel 1) unabhängig von den Durchmessern der beiden Kategorien von Eisenkernen, so wird Gleichung 2) identisch mit

$$p = 0{,}174 \cdot 10^{\frac{3}{2}} \cdot \operatorname{tg} \frac{\sqrt{t}}{0{,}012 \cdot 10^2}$$

und Gleichung 3) identisch mit

$$p = 0{,}603 \cdot 6{,}5^{\frac{3}{2}} \cdot \operatorname{tg} \frac{\sqrt{t}}{0{,}020 \cdot 6{,}5^2}.$$

Wäre nun in Wahrheit blos die Dicke der Eisenkerne von Einfluss auf die Tragkraft, so müssten die beiden Werthe für a und für b in beiden Gleichungen dieselben sein. Da dieses aber keineswegs der Fall ist, so kann der Grund der Verschiedenheit nur darin liegen, dass für beide Magnetdicken derselbe Anker gebraucht wurde, und dieser einen verschiedenen Einfluss äusserte.

VIII. Die Untersuchungen DUB's [25] über die Tragkraft und Anziehung der hufeisenförmigen Elektromagnete sind theils Bestätigungen der schon dargestellten Gesetze, theils geben sie diejenigen Modificationen, welche die Gesetze erleiden,

wenn Magnet und Anker sich nicht in einer Ebene, sondern nur in wenigen Punkten berühren. Dub bediente sich nämlich zu den meisten Versuchen eines cylindrischen Stabes von 1 Zoll rheinländisch Durchmesser als Anker, der im Schwerpunkte mittels eines Hakens an der schon früher beschriebenen römischen Wage aufgehangen war. Die Polenden der Hufeisen waren eben abgeschliffen, sodass der Anker beide nur in einer Linie berührte. Die Hufeisen selbst waren meist zusammengesetzt aus einer 7 Zoll langen, 2 Zoll breiten und $^5/_8$ Zoll dicken, auf der breiten Seite abgeschliffenen Bodenplatte, die von halbem zu halbem Zolle mit Löchern versehen war, um durch dieselben cylindrische Eisenstäbe von beliebiger Stärke und Länge als Schenkel aufschrauben zu können. Die Messungen geschahen auch hier in preussischen Pfunden. Im Allgemeinen wurden nur so schwache Ströme angewandt, dass noch keine Annäherung an den magnetischen Sättigungspunkt hervortrat.

Wurden Schenkel von verschiedener Länge (zwischen 4 und 12 Zoll) auf die Bodenplatte geschraubt, und waren diese Schenkel über die ganze Länge hinweg mit der galvanischen Spirale bedeckt, so bestätigte sich sowohl für die Tragkraft bei unmittelbarer Berührung, als auch im Abstande von ein und mehren Papierdicken, die schon oben erörterte Unabhängigkeit von der Länge der Schenkel. Dasselbe galt auch von der Länge desjenigen Stückes der Bodenplatte und des Ankers, welche zwischen den Schenkeln lag. Anziehung und Tragkraft zeigten sich also auch unabhängig von der Entfernung der beiden Schenkel des Hufeisens. — Dagegen hat sich für die stattgehabte Anwendung eines cylindrischen Ankers, die für flache Anker beobachtete Unabhängigkeit von der Lage der Windungen auf den Schenkeln nicht bestätigen wollen. Vielmehr zeigte sich Tragkraft und Anziehung um so grösser, je näher die sämmtlichen Windungen an den Polen zusammengedrängt wurden, ein Resultat, welches sich aus den Versuchsbedingungen wohl erklären lässt und mit jenen allgemeinern nicht im Widerspruche steht. Die Vermehrung geschah in einem Falle im Verhältnisse 1 : 2, meist aber nur innerhalb der Grenzen 2 : 3 oder 3 : 4.

Drei Versuchsreihen mit verschiedenen Magneten und Ankern wurden angestellt, um die Abhängigkeit der Tragkraft von der Stromstärke zu ermitteln. Zu der einen Reihe hatte ein gewöhnlicher Hufeisenmagnet gedient, gebogen aus einem Cylinder von $16\frac{1}{2}$ Zoll Länge und $^{15}/_{16}$ Zoll Dicke bis zu einem Abstande der Schenkel von 4 Zoll, und umgeben mit 70 Windungen. Der Anker war ein Cylinder von 1 Zoll Durchmesser. Für die demnächst verzeichneten Stromstärken gab er die nebenstehenden Tragkräfte

Ablenkung.	Relative Stromstärke.	Tragkraft in Pfunden.
$8^0 = v$	$1 \cdot \mathrm{tg}\, v$	0,06
$15\frac{1}{2}$	$2 \cdot \mathrm{tg}\, v$	0,25
23	$3 \cdot \mathrm{tg}\, v$	0,50
29	$4 \cdot \mathrm{tg}\, v$	1,00

Bei so geringen galvanischen Effecten, welche auf eine ziemlich dicke Eisenmasse wirken, und welche durch den nur unvollkommen berührenden cylindrischen Anker nicht unterstützt werden, zeigt sich also, dass sich die Tragkräfte genau wie die Quadrate der Stromstärken verhalten. — Eine andere Reihe wurde mit einem Magneten angestellt, bestehend aus 6 Zoll langen, 1 Zoll dicken Stäben, die auf die Bodenplatte geschraubt waren und mit einer flachen Eisenplatte beankert

wurden. Es ergaben sich sich folgende zusammengehörige Werthe der Ablenkung an der Tangentenbussole und der Tragkräfte

Ablenkung v	Tragkraft p	$\frac{p}{\text{tg}\, v}$
3°	11,4 Pfund	217
6	24,0	240
8	34,3	243
10	53,6	298
12	68,0	320

Der in der letzten Verticalreihe berechnete Quotient aus der Tragkraft durch die Stromstärke beweist, dass sogar die Tragkraft beinahe in einfachem Verhältniss zur Stromstärke steht, sich aber dem quadratischen immer mehr annähert, je stärker die Ströme werden. Der Grund dieser Erscheinung kann nur die abstossende Wirkung der Berührungsflächen von Anker und Magnet sein, welche das für diese geringen Stromkräfte normale quadratische Verhältniss zu dem einfachen herabdrückt. — Endlich zeigt aber eine andere Reihe, dass, wenn sehr dünne Eisenkerne angewendet werden, durch eine Annäherung an den Sättigungszustand wieder das einfache Verhältniss zwischen Tragkräften und Stromstärken auftritt, ja bei weiter fortschreitender Sättigung sogar die Tragkräfte in geringerem Verhältniss als die Stromstärken stehen. Zu den Versuchen diente ein Magnet mit $\frac{1}{2}$zölligen Schenkeln und cylindrischem Anker. Die letzte Verticalreihe der von selbst verständlichen Tabelle weist durch das Absteigen der in ihr enthaltenen Zahlen das Gesagte nach.

Ablenkungswinkel v	Relative Stromstärke	Tragkräfte p	$\frac{p}{\text{tg}\, v}$
4	1 · tg v	4,8	4,8
8	2 —	9,6	4,8
12	3 —	13,5	4,5
15½	4 —	17,0	4,2
19	5 —	21,0	4,2
23	6 —	23,7	3,9
26	7 —	26,8	3,8
29	8 —	29,0	3,6
32	9 —	30,2	3,4

So dürfen diese gewissermassen ganz regellosen Erscheinungen am besten unter sich und mit den Gesetzen der frühern Nummern in Einklang gebracht worden sein.

Wie die Tragkraft, so wurde auch die Anziehung in ihrem Verhältniss zu den erregenden Strömen, sowie zur Windungszahl geprüft. Vier Paare von Eisencylindern, 12″, 9″, 6″ und 4″ lang und 1″ dick, und andere vier Paare, 2″, 1½″, 1″ und ½″ dick und 6″ lang, wurden nach einander auf dieselbe Bodenplatte aufgeschraubt und durch denselben cylindrischen Anker mit einem dazwischen gelegten Papierstücke bei Stromstärken geprüft, die sich in acht Intervallen zwischen 8 · tg 4° und 1 · tg 4° abstuften. Es ergab sich für den ganzen Umfang dieser

Versuche, dass sich die Anziehungen verhalten wie die Quadrate der galvanischen Effecte.

Dub bemühte sich auch, ein einfaches Gesetz zwischen Anziehung oder Tragkraft und dem Durchmesser der Hufeisen aufzufinden, und sprach dieses dahin aus, dass Anziehung und Tragkraft sich verhalten wie die Durchmesser der Hufeisenmagnete. Die grosse Sorgfalt, mit welcher die hierher gehörigen Versuche angestellt wurden, lassen nur sehr geringfügige Beobachtungsfehler vermuthen. Aber gerade um deswillen muss aus den mitgetheilten Beobachtungen (Pogg. Ann. Bd. 86. S. 560 und Bd. 90. S. 424) geschlossen werden, dass jenes Verhältniss ein höheres ist, als das einfache zur Stromstärke, obschon ein geringeres, als das quadratische. Die Versuche über den Einfluss der Dicke der Stäbe auf die Quantität des Magnetismus, welche §. 3, N. V., mitgetheilt wurden, lagen auch hier wie bei der Tragkraft stabförmiger Magnete zu Grunde, es muss also auf das dort gepflogene Raisonnement verwiesen werden.

---

[1] Magnus. *Pogg. Ann. 38. 417. (1836.)
[2] Erman. Abhandlungen der berliner Akademie. 1832. S. 17. — *Pogg. Ann. 27. 471. (1833.)
[3] Poggendorff. *Pogg. Ann. 85. 147. (1852.) — Berliner Monatsber. 1851. Nov.
[4] Webster und Hare. *Silliman American Journal.* 20. 1. p. 143. *Gehler ph. W., n. B. 6. 701.
[5] Henry und Ten Eyck.
[6] Moll. } *Gehler ph. W., n. B. Bd. 6. S. 703 u. 704.
[7] Ritchie. *Philos. Mag.* [3.] 3. 122. — *Pogg. Ann. 29. 464. — *Gehler ph. W. 6. 706.
[8] Vergl. *Philos. Mag.* V. 3. p. 18. (1833.)
[9] Joule. Sturgeon *Ann. of El.* V. 5. p. 187. (Sept. 1840.) and p. 471. (Dec. 1840.)
[10] Henry und Ten Eyck. *Silliman Am. Journ.* 19. 400. — *Gehler ph. W., n. B. 6. 663.
[11] dal Negro. *Annali delle scienze del regno Lombardo-Veneto.* T. 1. — Baumgartner's Zeitschrift. B. 1. S. 321 u. B. 2. S. 91. — Zum Theil in *Pogg. Ann. 29. 470.
[12] Hare. *Silliman Am. Journ.* 20. 1. p. 143. — *Gehler ph. W., n. B. 6. 702.
[13] Muncke. *Gehler ph. W., n. B. 11. (Register.) 143.
[14] van Moll. *l'Inst.* N. 13. p. 110. Aus einem Briefe an Ampère. — *Gehler ph. W., n. B. 6. 704.
[15] dal Negro. *Gehler ph. W., n. B. 6. 2502.
[16] du Moncel. **l'Inst.* N. 1000. (2. Mars 1853.) — *Fechner's Centralblatt. 1853. N. 18.
[17] Fechner. Schweigger's neues Jahrb. B. 9. S. 274 u. 316. — *Dove's Rep. d. Ph. 1. 264.
[18] dal Negro. *Annali delle scienze de regno Lombardo-Veneto.* 1833. — *Bibl. univ. de Genève.* T. 53 et 54. — Baumgartner's Zeitschrift. 1833. Bd. 1 u. 2. — Zum Theil in *Pogg. Ann. B. 29. S. 470 u. B. 31. S. 261. — *Dove's Rep. d. Ph. 1. 268.
[19] Jacobi. *Mémoire sur l'application du magnétisme au mouvement des machines.* p. 26. — *Dove's Rep. d. Ph. 1. 270.
[20] Jacobi und Lenz. *Pogg. Ann. 47. 401. (1839.) — Mitgetheilt aus dem *Bull. scientif. de l'Acad. de Petersb.* T. 5.
[21] Dub. *Pogg. Ann. B. 90. S. 248 u. 436. (1853.)
[22] Pfaff (Kiel). *Pogg. Ann. 53. 309. (1841.)
[23] Jacobi und Lenz. *Pogg. Ann. 61. 266. (1844.) — Aus dem *Bull. scientif. de la classe phys. math. de l'Acad. de Petersb.* T. 2. p. 65.
[24] Müller. Dessen Bericht über die Fortschritte der Physik. B. 1. S. 526 ff. (Braunschweig 1849.)
[25] Dub. *Pogg. Ann. 86. 542. (1852.) und fortgesetzt das. 90. 436. (1853.)

§. 21. Remanenter Magnetismus. Magnetisirung des Stahles und des Magneteisensteines durch den galvanischen Strom.

Die am Schmiedeeisen und am weichen Stahl auftretenden magnetischen Erscheinungen wiederholen sich, allerdings dem Grade nach verschieden, auch beim härtesten Stahle. Schon der weiche Stahl unterscheidet sich vom Schmiede-

eisen durch eine grössere Coercitivkraft, d. i. die Eigenschaft, den Magnetismus schwieriger aufzunehmen, aber den einmal aufgenommenen auch fester zu bewahren. Noch weit stärker ist aber die Coercitivkraft beim gehärteten Stahle. Dennoch vermag derselbe, wenn er auch im gewöhnlichen Sinne bis zur Sättigung magnetisirt ist, unter Einfluss des galvanischen Stromes noch mehr Magnetismus aufzunehmen. Denn legt man einen gewöhnlichen Magnetstab in die Nähe einer Bussole senkrecht zu deren Richtung und beobachtet die dadurch an der Bussole entstandene Ablenkung, beobachtet man ferner die Ablenkung, welche eine galvanische Spirale von derselben Stelle her bewirkt, und beobachtet man endlich die Ablenkung, welche die Spirale bei ungeändertem Strome bewirkt, wenn der Magnetstab in dieselbe geschoben worden ist: so wird sich zeigen, dass die Tangente des letzten Ablenkungswinkels ungleich grösser ist, als die Summe der Tangenten der beiden ersten Ablenkungswinkel. — Auch remanenter Magnetismus lässt sich am härtesten Stahle nachweisen. Magnetisirt man nämlich einen stählernen Hufeisenmagneten mit vorgelegtem Anker auf irgend eine Weise, etwa dadurch, dass man seine Schenkel mit galvanischen Spiralen umgiebt, so wird der Anker nach dem Unterbrechen des Stromes ungleich stärker gehalten, als nachdem er einmal vom Magneten abgerissen worden ist. — Am interessantesten ist aber der am Stahle in weit stärkerm Maasse als am weichen Eisen haftende permanente Magnetismus, derselbe, den zu erregen schon vor Entdeckung des Elektromagnetismus so viele Methoden angegeben wurden. Dieser tritt bekanntlich desto stärker auf, je härter der Stahl ist, an welchem er erregt wird und ein je kräftigeres Erregungsmittel angewandt wird. Erst in neuester Zeit hat man den galvanischen Strom als dasjenige Mittel erkannt, welches den Stahl am stärksten magnetisirt, namentlich dann, wenn man den zu magnetisirenden Stab, wo möglich beankert, innerhalb einer kräftigen galvanischen Spirale wiederholt hin und her bewegt. — Ingleichen ist man auch im Stande gewesen, natürliche Magnete mit Hülfe von Elektromagneten aus dem unpolaren Magneteisenstein herzustellen.

I. Dass auch der glasharte, bis zur Sättigung im gewöhnlichen Sinne magnetisirte Stahl noch im Stande ist, durch Einfluss des galvanischen Stromes temporären Magnetismus aufzunehmen, führt zur Erklärung mehrer interessanten Erscheinungen: Jacobi und Lenz [1] hatten sich bei den oben (§. 16) besprochenen Untersuchungen der becquerel'schen Wage zur Messung der Stromstärke bedient. Es stellte sich bald heraus, dass die zur Aequilibrirung nöthigen Gewichte nicht der Stromstärke genau proportional waren, sondern diese etwas zu gross angaben. Dagegen fand sich eine genügende Uebereinstimmung, wenn zu der an der Wage gemessenen Kraft noch ein Glied hinzugefügt wurde, welches dem Quadrate der Stromstärke proportional war. Die Stromstärke S und die zur Aequilibrirung nöthigen Gewichte m standen demgemäss in der Relation der Formel

$$aS - bS^2 = m,$$

wo a und b constante Grössen bedeuten. Die physikalische Bedeutung dieses zweiten Gliedes findet sich nun aus der Einrichtung der becquerel'schen Wage (*Fig. 68*). Die Magnetstäbe ns und n_1s_1 befinden sich nämlich in einer zur Magnetisirung sehr günstigen Lage gegen die Spiralströme NS und N_1S_1. Die Art dieses Einflusses kann so angesehen werden, als ob zu dem den Stäben ursprünglich ertheilten

permanenten Magnetismus durch die Spiralströme eine neue temporäre Vertheilung im entgegengesetzten Sinne hinzugekommen wäre, welche diesen Strömen proportional ist. Da aber die Anziehung einer galvanischen Spirale gegen einen befreundeten Magnetpol gleichzeitig der Stärke des Stromes und der Stärke des Magnetismus proportional ist, so muss sie gegen einen von ihr erzeugten Magnetpol dem Quadrate der Stärke des in ihr kreisenden Stromes proportional sein.

Das negative Vorzeichen dieses zweiten Gliedes wird bedingt durch die hier statthabende entgegengesetzte Vertheilung des permanenten und des temporären Magnetismus. Wird dagegen ein Magnet einem Spiralstrom in umgekehrter Lage dargeboten, sodass beide sich gegenseitig anziehen, so erhält das zweite Glied ein positives Vorzeichen. Das ist der Fall bei den im Ersten Abschnitt, §. 12, N. V., mitgetheilten Messungen, welche durch ihre grosse Uebereinstimmung mit der dort aufgestellten Formel einen Beweis für die Richtigkeit des Gesagten liefern.

II. Hierher gehört ferner die von Poggendorff[2] zuerst beobachtete und untersuchte Erscheinung der doppelsinnigen Ablenkung. Wird nämlich durch das Gewinde eines Multiplicators ein galvanischer Strom von rasch wechselnder Richtung geführt und ist das Gewinde gegen die Doppelnadel um einen Winkel von etwa 10° geneigt, so wird die Nadel durch die entgegengesetzten Impulse nicht, wie man meinen sollte, in Ruhe gehalten, sondern vielmehr in dem Sinne der ursprünglichen Neigung beträchtlich abgelenkt. Diese Erscheinung bezeichnet Poggendorff mit dem Namen der doppelsinnigen Ablenkung. Einen Strom von rasch wechselnder entgegengesetzter Richtung erhält man entweder mit Hülfe des (Erster Abschnitt, §. 3, N. III.) beschriebenen Inversors oder durch einen später zu beschreibenden magnetoelektrischen Rotationsapparat, wenn man den zu demselben gehörigen Commutator ausschaltet. Bei einem langsamen Wechsel der Stromesrichtung schwankt die Nadel in kleinen Oscillationen um die Lage der Ablenkung; erleidet aber der Strom in einer Secunde mehr als 14 Umdrehungen, so fallen auch diese Oscillationen weg. Die gewonnene constante Ablenkung ist östlich, wenn die Nadel vor Beginn der Drehung eine östliche Neigung gegen die Ebene der Windungen hatte, westlich dagegen, wenn die ursprüngliche Neigung eine westliche war. Im Uebrigen hat die Geschwindigkeit des Drehens auf die Grösse der Ablenkung keinen Einfluss. Die Ablenkung wird dagegen nicht erhalten, wenn Nadel und Windungen einen kleinern ursprünglichen Winkel als 10° zu einander machen, und wird ebenfalls nicht erhalten, wenn der Wechselstrom zwei gleichzeitig aufgewundene Dräthe eines Multiplicators in entgegengesetzter Richtung durchläuft.

Die Erscheinung erklärt sich nun dadurch, dass der in den Windungen circulirende Strom in den Magnetnadeln eine temporäre Polarität hervorruft, welche mit der Richtung des Stromes wechselt, welche in Wahrheit die ursprünglich den Nadeln ertheilte permanente Polarität im Wechsel verstärkt und schwächt, welche aber so betrachtet werden kann, als ob sie neben der permanenten Polarität und unabhängig von derselben auftrete. Zur Erzeugung dieses temporären Magnetismus ist eine einigermassen günstige Neigung der Nadel gegen die Windungen nöthig. Infolge dieses temporären Magnetismus wird aber die Nadel von dem Strome stets in demselben Sinne abgelenkt werden, welche Richtung der Strom auch haben mag. Dahingegen vernichten sich gegenseitig diejenigen ablenkenden Wirkungen, welche der Wechselstrom auf den permanenten Magnetismus der Nadel ausüben würde.

Die Erscheinung der doppelsinnigen Ablenkung kann auch bei Strömen von ungleicher Stärke stattfinden. Solche Ströme werden erhalten, wenn man ausserhalb und neben der umkehrenden Vorrichtung ein galvanisches Element (von schwacher Kraft) einschaltet, dessen Strom keine Umkehr erleidet, und somit den gleich gerichteten ursprünglichen Strom verstärkt, den ungleich gerichteten dagegen schwächt. Drückt man nun die Intensität und Richtung des verstärkten Stromes durch $+S$

aus, so kann man den geschwächten Strom mit $-\alpha S$ bezeichnen, wenn α einen echten Bruch bedeutet. Erregt der erstere eine Aenderung der Magnetkraft in den Nadeln $= + \nu$, so ist die durch den letztern bewirkte Aenderung $= - \alpha \nu$. Bedeutet ferner n die Grösse der ursprünglichen Magnetkraft des Nadelsystemes, bezeichnet man die von dem verstärkten Strom allein zu bewirkende Nadelablenkung mit (+), die entgegengesetzte mit (—), so wird bei einer ursprünglich positiven Neigung der Nadel eine Gesammtablenkung hervorgebracht, welche sich ausdrücken lässt durch

$$S(n+\nu) - \alpha S(n - \alpha\nu) = (1-\alpha)\, Sn + (1+\alpha^2)\, S\nu \quad . \quad . \quad 1).$$

Der analoge Ausdruck für die Ablenkung bei einer ursprünglich negativen Neigung der Nadel ist:

$$S(n-\nu) - \alpha S(n + \alpha\nu) = (1-\alpha)\, Sn - (1+\alpha^2)\, S\nu \quad . \quad . \quad 2).$$

Diese Formeln enthalten für $\alpha = 1$ den speciellen Fall, in welchem beide Antheile des Wechselstromes einander gleich sind. Es wird dann der Werth der positiven Ablenkung gleich

$$+ \; 2 S\nu$$

und der der negativen gleich

$$- \; 2 S\nu.$$

Diese beiden Werthe sind einander gleich, und beide zeigen auf eine Ablenkung im Sinne der ursprünglichen Neigung der Nadel. Ferner ist die Ablenkung unabhängig von der Intensität n des permanenten Magnetismus der Nadeln. Die Versuche gelingen gleich gut mit stark und schwach magnetisirten Nadeln, sowie mit Nadeln von hartem oder weichem Stahl oder von weichem Eisen.

Setzt man in den Formeln 1) und 2) $\alpha = 0$, d. h. will man nur mit einfachen, stets gleich gerichteten Strömen eine der normalen entgegengesetzte Ablenkung erzielen, so erhält man die Ausdrücke

$$S(n+\nu)$$

und

$$S(n-\nu).$$

Sollen nun beide Ablenkungen im entgegengesetzten Sinne geschehen, so muss $\nu > n$ sein; es muss also die Nadel, temporär wenigstens, durch den Strom ummagnetisirt werden.

Sollen endlich die Formeln 1) und 2) ihre allgemeine Bedeutung behalten, d. h. sollen sie für Ströme von ungleicher Intensität gelten, so wird, wegen $\alpha < 1$, die erste Formel stets einen positiven Werth geben, also die Ablenkung im Sinne des stärkern Stromes geschehen. Damit aber die zweite Formel einen negativen Werth bekomme, muss entweder α von 1 sehr wenig verschieden sein — d. h. beide Ströme müssen fast gleich sein — oder der permanente Magnetismus n muss einen kleinen Werth haben gegen den durch die Ströme hervorgerufenen ν. Wurde z. B. in den Wechselstrom eines magnetoelektrischen Apparates eine einfache galvanische Kette eingeschalten, so konnten unmagnetisirte Stahlnadeln sehr leicht doppelsinnig abgelenkt werden, nicht aber stark magnetisirte Nadeln von beträchtlichen Dimensionen.

Zum Beweise für die Richtigkeit der Erklärung dieser Erscheinung stellte Poggendorff dieselbe auch noch dadurch dar, dass er in der Nähe einer horizontalen Bussolennadel einen starken Magnetstab in verticaler Ebene rotiren liess. Bei diesem Versuche erregt immer der Nordpol des Stabes in dem zufällig nächsten Ende der Nadel einen secundären Südpol, den er anzieht, während der Südpol des Stabes beim Vorübergehen an demselben Ende der Nadel einen secundären Nordpol

erregt und denselben ebenfalls anzieht. Dahingegen heben sich die entgegengesetzten Wirkungen auf den permanenten Magnetismus der Nadel auf. Somit muss also stets das zufällig nächste Ende der Nadel angezogen werden, was der Versuch vollkommen bestätigte.

Aus der hieraus und anderweit zu erschliessenden leichten Veränderung in der magnetischen Intensität ist aber für die Praxis zu entnehmen, dass bei allen genauern Messungen der magnetischen Intensität nur Magnetstäbe von bedeutender Masse oder in hinreichender Entfernung anzuwenden seien, damit die Ablenkungswinkel klein bleiben, und sonach die temporären Magnetisirungen verhütet werden, denen selbst der härteste Stahl ausgesetzt ist.

III. FECHNER [3] mass an Stahlnadeln den vorübergehenden Magnetismus, welcher mittels des galvanischen Stromes in ihnen erregt wird, durch folgendes Verfahren. Er stellte zwei Multiplicatoren in angemessener Entfernung von einander auf, und führte durch beide denselben galvanischen Strom. Der eine, Messer genannt, war ein Multiplicator von wenigen Windungen, und war mit einer astatischen Doppelnadel versehen, der andere, der Inductor, hatte viele Windungen, welche nur auf eine einfache, zwischen denselben hängende Nadel wirkten. Die Windungen beider Instrumente standen senkrecht auf den zugehörigen Nadeln. Wurde nun an jedem der beiden Instrumente die Anzahl von Schwingungen ermittelt, welche ohne Einfluss des Stromes die Nadeln blos infolge der Wirkung des Erdmagnetismus in einer gewissen Zeit vollführten, und wurde demnächst die Schwingungszahl bestimmt, wenn die Nadeln gleichzeitig durch den Strom und durch den Erdmagnetismus beschleunigt wurden: so konnten nach bekannten Gesetzen daraus Zahlen entwickelt werden, welche ein Maass für die Stromkraft in Einheiten der magnetischen Erdkraft gaben, und die Constanten jedes der Instrumente enthielten. Ergiebt sich auf diese Weise mittels der Doppelnadel des Messers eine Stromkraft u, und mittels der einfachen des Inductors eine Kraft v, so müsste das Verhältniss $\frac{v}{u}$ für schwache, wie für starke Ströme dasselbe bleiben, wenn durch die Ströme keine Aenderung in der Intensität des Magnetismus der Nadeln hervorgebracht würde. Die Versuche zeigten aber, dass dieses Verhältniss mit steigender Stromstärke beträchtlich wächst, es muss also die Nadel des Inductors durch den häufiger um dieselbe kreisenden Strom eine grössere Verstärkung erlitten haben, als die Nadeln des Messers. In zwei Fällen fanden sich z. B. folgende einander entsprechende Werthe von u, v und $\frac{v}{u}$:

u	v	$\frac{v}{u}$
0,0986	0,4546	4,610
4,158	22,064	5,3057
0,1206	3,3527	27,838
0,2382	38,361	30,982

Messer und Inductor waren nun so beschaffen, dass die in ersterm thätige Kraft $1/_{66}$ der in letzterm betrug. Die in den Nadeln des Messers bewirkte Veränderung konnte demgemäss füglich vernachlässigt werden, sodass der ganze Zuwachs von $\frac{v}{u}$ der Intensitätsvermehrung zugeschrieben werden muss, welche die Nadel des Inductors erlitt. Je zwei zusammengehörige Versuche reichen aber hin, um diese Intensitätsvermehrung im Verhältniss zur ursprünglichen Intensität der Inductornadel zu bestimmen.

Nach vorstehenden Grundsätzen wurde nun der temporäre Magnetismus berechnet, wenn Stahlnadeln von verschiedener Gestalt, Härte und Qualität der Wirkung des Inductors ausgesetzt waren, und es zeigte sich: 1) dass der veränderliche Magnetismus, welchen Stahlnadeln durch den galvanischen Strom aufnehmen, der Stärke dieses Stromes proportional ist, sowie 2) dass der Betrag des Magnetismus nach der Beschaffenheit der Nadeln verschieden ist, bei einigen sogar so gering ausfällt, dass er zwischen mässigen Intensitätsgrenzen vernachlässigt werden kann. So z. B. konnte an einer rhombischen Nadel, deren Diagonalen 4 Zoll 1,7 Linien und 6,3 Linien massen, und welche im Cyankalium auf's stärkste gehärtet war, bei Stromkräften zwischen 21,507 und 1,3348 kein temporärer Magnetismus nachgewiesen werden.

IV. Was nun den permanenten Magnetismus betrifft, so ist schon in N. II. des vorigen Paragraphen darauf aufmerksam gemacht, sowie durch ältere Erfahrungen bekannt, dass derselbe desto stärker ausfällt, je grösser die Coercitivkraft desjenigen Materials ist, an welchem er entwickelt wird, also stärker am Stahl, als am weichen Eisen. Wenn nun aber Ritchie[4] beobachtet, dass dieser Magnetismus auch mit der Länge des magnetischen Bogens vermehrt wird (er untersuchte Hufeisenmagnete von 6 Zoll, 1 Fuss und 4 Fuss Länge aus derselben Eisensorte), so ist dieses nichts als eine allgemeinere, schon §. 16 besprochene Thatsache, welche nicht im Widerspruche steht mit der im vorigen Paragraphen erörterten Unabhängigkeit des temporären Magnetismus von der Länge des geschlossenen Hufeisens.

Während ferner der temporäre Magnetismus des Stahles wie des weichen Eisens sofort verschwindet, sobald die magnetisirende Kraft beseitigt wird, so haftet der permanente Magnetismus mit grosser Energie. Ritchie macht darauf aufmerksam, dass eine beträchtliche Zeit vergeht, wenn man durch Aenderung der Stromesrichtung einem Elektromagneten die entgegengesetzte Polarität ertheilen will von derjenigen, die er längere Zeit schon besessen hat. Noch viel auffallender findet dieses beim Stahle statt. Es bedarf eines weit energischern Einflusses, um einem Stahlmagneten entgegengesetzte Polarität zu ertheilen, als um die frühere wieder hervorzurufen. Ja, es möchte sogar scheinen, als ob der permanente Magnetismus in den kleinsten Theilchen gar nicht oder nur zum Theil umgekehrt werden könne, und die Umkehr der Polarität eines Stabes nur daher rühre, dass neue Theilchen eine Polarität erhielten, welche die der zuerst magnetisirten verdecke oder überwöge. — Damit steht eine sehr häufige, unter Andern von M. H. Jacobi[5] und von Poggendorff[6] gemachte Beobachtung in Einklang, dass, wenn sogar ein gewöhnlicher Elektromagnet eine gewisse permanente Polarität besitzt, und ihm durch einen nicht zu stark und zu lange andauernden galvanischen Strom eine entgegengesetzte temporäre Polarität ertheilt wird, nach dem Unterbrechen des Stromes die erste Polarität stets wieder hervortritt, wohingegen der remanente Magnetismus sich durch Ströme von sehr geringer Stärke vernichten lässt. — Der Stahl kann sogar temporären Magnetismus aufnehmen, ohne demnächst permanenten zu bewahren. So hing Poggendorff[7] eine möglichst gehärtete und unmagnetische Nähnadel über einem Galvanometergewinde nicht ganz parallel zu dessen Windungen auf. Sobald ein nicht zu starker Strom im letztern circulirte, stellte sich die Nadel senkrecht zu den Windungen, kehrte aber nach Unterbrechung des Stromes, infolge der Torsion des Fadens, wieder in ihre Lage zurück, ohne eine Spur von Magnetismus aufgenommen zu haben.

V. Elias[8] verdanken wir eine Anwendung des galvanischen Stromes, um in dem Stahl einen möglichst kräftigen permanenten Magnetismus zu entwickeln, welche die bis dahin bekannten Methoden an Wirksamkeit, wie an Bequemlichkeit bei weitem übertrifft. Derselbe windet etwa 8 Meter übersponnenen Kupferdrath von 3 Millimeter Dicke zu einem Hohlcylinder von 25 Millimeter Höhe und 35 Milli-

meter innerm Durchmesser auf, und führt den Strom eines GROVE'schen Elementes von $\frac{1}{3}$ Quadratfuss wirksamer Platinoberfläche durch denselben. Der zu magnetisirende Stab wird an beiden Enden mit weichem Eisen beankert und mit der Mitte in die ungeschlossene Spirale gelegt. Nach dem Schliessen wird der Stab ein oder ein paar Male in der Spirale bis zu beiden Enden hin- und zurückgeführt, und demnächst der Strom wieder geöffnet, sobald sich die Spirale über der Mitte des Stabes befindet. Wirksamer noch ist die Methode, wenn der ganze magnetische Kreis geschlossen werden kann, wie bei einem stählernen Hufeisen mit vorgelegtem Anker, oder bei zwei gleichzeitig zu magnetisirenden Stahlstäben, die dann an beiden Polen mit Ankern zu einem Vierecke geschlossen werden. Natürlich sind die Dimensionen des zu benutzenden Drathes sehr willkürlich, wenn sie nur immer so gewählt werden, dass sie mit den disponibeln Rheomotoren einen möglichst kräftigen galvanischen Effect geben. Unter Umständen kann es auch vortheilhaft sein, sich zur Behandlung geschlossener Magnete zweier neben einander liegender Spiralen, gleichviel ob von Drath oder von Kupferstreifen, zu bedienen, welche auf beide zu magnetisirende Schenkel gleichzeitig wirken; freilich nicht aus den Gründen, welche BÖTTGER [9] angiebt, sondern weil es häufig Schwierigkeiten machen würde, die Biegungen und Ecken der Hufeisen oder zweier gleichzeitig beankerter gerader Stäbe mit einer einzigen Spirale zu überschreiten, was bei Anwendung zweier Spiralen unnöthig wird.

So leicht es ist, durch dieses Verfahren dem Stahle dauernde Polarität zu ertheilen, ebenso leicht lassen sich durch dasselbe die Pole schon magnetisirter Stäbe umkehren. Ueberdem bietet das Verfahren den Vortheil, dass keine Folgepunkte entstehen, wie dieses bei der analogen Methode des Doppelstriches nach DUHAMEL so vielfach der Fall ist.

Der grösste Vortheil der ELIAS'schen Methode besteht aber in der grossen, durch dieselbe erzielten Magnetkraft. Nach dieser Methode, von den Herren Mechanikern LOGEMANN und WETTEREN in Harlem dargestellte Magnete, zeigten nach MÜLLER's [10] sowie nach POGGENDORFF's [11] Angaben mehr als die doppelte Tragkraft von der, welche nach HÄCKER's [12] Formel ein guter Magnet zeigen soll. Ein solcher Magnet, vom Gewicht $p = 0{,}5125$ Kilogramme, würde nach HÄCKER's in Kilogrammen ausgedrückter Formel $z = 10{,}38\sqrt[3]{p^2}$ eine Tragkraft $z = 6{,}647$ Kilogramme haben, sie betrug aber 14,75 Kilogramme.

SINSTEDEN [13] und STÖHRER [14] halten es für vortheilhafter, sich der Elektromagnete zur Darstellung von hufeisenförmigen Stahlmagneten zu bedienen. SINSTEDEN legt die Pole des zu magnetisirenden Hufeisens gegen die Polflächen eines kräftigen Elektromagneten. Besteht ersteres aus einzelnen Lamellen, so werden dieselben vor der Magnetisirung zusammengefügt. Demnächst hält er die Kette einige Minuten geschlossen, während welcher Zeit er mit einem starken Eisenstab von den Polen aus quer über beide Seiten des Stahlmagneten öfters hinweg streicht, hierauf schwächt er den Strom durch Einfügung einer Nebenschliessung neben dem Drathe des Elektromagneten und öffnet demnächst denselben. Dann wird der Elektromagnet abermals geschlossen und die angegebene Manipulation je nach der Grösse des Stahlmagneten bis zehn Mal wiederholt. Abgesehen von der eingeführten Nebenschliessung „durch einen kurzen dicken Kupferbogen", deren Bedeutung kaum einleuchtet, dürfte diese Methode sich namentlich dann bewähren, wenn man über sehr starke Elektromagnete disponiren kann.

STÖHRER bedient sich zweier parallel zu einander liegender cylindrischer Elektromagnete von 14 Zoll Länge und $1\frac{1}{3}$ Zoll Durchmesser, auf der einen Seite durch ein Vorlegeisen verbunden, von einer starken galvanischen Spirale umgeben, und so vorgerichtet, dass sie je nach Bedürfniss von einander entfernt werden können.

Sind die Stäbe durch einen kräftigen Strom in Thätigkeit gesetzt, so wird die zu magnetisirende Lamelle einzeln mit vorgelegtem Anker an den beiden freien entgegengesetzten Polen der Elektromagnete, ähnlich der Methode Hoffer's, entlang gezogen. Dann wird die Lamelle mit ihren Axen in die Richtung der Axen der Magnete gebracht und der Strom geöffnet. Die einzelnen Lamellen werden erst nach der Magnetisirung zusammengefügt. Nach einigen Tagen wird der ganze Magnet in zusammengesetztem Zustande ohne Anker nochmals vor die Pole der Elektromagnete gesetzt, der Strom des letztern etwa zehn bis zwölf Mal unterbrochen, und demnächst nach Vorlegung eines starken Ankers von den Polen des Elektromagneten entfernt.

Um zu entscheiden, ob die Anwendung blos der Spirale oder die eines Elektromagneten am wirksamsten zur Erzielung kräftiger Stahlmagnete sei, stellte Frick[15] vergleichende Versuche an. Namentlich bediente sich derselbe zweier gleich langer Kupferdräthe, welche in gleich vielen Windungen entweder blos zu einer flachen Spirale aufgerollt waren, oder einen uförmigen Eisenkern von 27 Millimeter Durchmesser und 0,62 Meter ganzer Länge umgaben, und welche von gleich starken, an der Tangentenbussole gemessenen Strömen durchflossen wurden, und behandelte mit diesen verschiedene Stahlstäbe. Mit schwachen Strömen beginnend, wurden die Pole der Stäbe nach jeder von beiden Methoden umgekehrt oder wieder in die frühere Richtung gebracht, und jedesmal aus derselben Entfernung die Ablenkung einer Declinationsnadel geprüft, welche die veränderten Stäbe hervor zu bringen im Stande waren. Aus diesen Versuchen schliesst aber Frick Folgendes:

a) Dass bei Anwendung schwächerer Ströme der Magnet mehr leistet, als die Spirale, und dass dieser Unterschied bei harten Stäben grösser ist als bei angelassenen.

b) Dass es bei Anwendung namentlich schwacher Ströme nicht gelingt, den vorhandenen Magnetismus harter Stäbe durch die Spirale umzukehren, und dass sogar bei angelassenen Stäben die umgekehrten Pole nur schwach bleiben.

c) Dass aber der Unterschied zwischen beiden Verfahrungsarten mit Zunahme des Stromes allmälig verschwindet, die Sättigung jedoch durch den Elektromagneten schon bei geringerer Stromstärke erreichbar ist, als durch die Spirale.

d) Dass bei schwächern Strömen das Streichen durch den Magneten noch dadurch in Vortheil kommt, dass man den Doppelstrich — Frick bediente sich nur des einfachen Striches — anwenden kann, dessen grössere Wirksamkeit hier viel auffallender ist, als bei Stahlmagneten.

e) Was dagegen den Kraftaufwand betrifft und die Zeit, welche man bei beiden Verfahrungsarten nöthig hat, um das in jedem Falle mögliche Maximum zu erreichen, so ist die Spirale gegen den Elektromagneten entschieden im Vortheil.

Nicht mit Unrecht lässt sich gegen diese Versuche einwenden[16], dass Frick bei den ursprünglich von Elias angegebenen Verfahrungsweisen stehen blieb und einerseits zu schwache Spiralen benutzte, andererseits den magnetischen Kreis während des Magnetisirens nicht vollkommen schloss. Doch ist unverkennbar die von einem Elektromagneten unter sonst gleichen Umständen ausgeübte erregende Kraft ungleich grösser, als die einer Spirale. Nur lässt sich ersterer in den seltensten Fällen so vortheilhaft verwenden als letztere.

Noch muss ein Vorschlag Aimé's[17] erwähnt werden, der später von Hamann[18] wiederholt wurde, dahin gehend, den glühenden Stahlstab mit einem thätigen Elektromagneten zu fassen und unter dem Einflusse desselben abzulöschen. Die angeführten Versuche flössen jedoch nicht viel Vertrauen zu dieser Methode ein.

Auch zur Magnetisirung von Magneteisenstein empfiehlt Aimé und später Billand[19] jenes Verfahren. Zufällige Versuche lehrten mich jedoch, dass Stücke von Magneteisenstein (der freilich schon lange an der Luft gelegen hatte, also

wohl diejenige Textur erhalten haben mochte, die ihm durch das Glühen und Ablöschen ertheilt werden soll), eine starke, dauernde Polarität angenommen hatte, wenn er nur einige Zeit mit einem kräftigen Magneten in Berührung gewesen war.

---

[1] Jacobi und Lenz. * Pogg. Ann. 47. 401. (1839). Aus dem *Bull. scientif. de l'Acad. de Petersb.*
[2] Poggendorff. * Pogg. Ann. 45. 353. (1838.)
[3] Fechner. * Pogg. Ann. 55. 189. (1842.) — Aus dessen * De magnetismo variabili, qui chalybi actione Galvanica inducitur, commentatio. Lipsiae. 4. 1835.
[4] Ritchie. * Pogg. Ann. B. 29. S. 464 u. 467. (1833.) — *Philos. Mag.* [3.] 3. 124.
[5] M. H. Jacobi. * Pogg. Ann. 31. 367. (1834.)
[6] Poggendorff. * Pogg. Ann. 85. 147. (1852.) — * Berliner Monatsberichte. 1851. Nov. S. 673.
[7] Poggendorff. * Pogg. Ann. 54. 191. (1841.)
[8] Elias. * Pogg. Ann. B. 62. S. 249. (1844.) u. B. 67. S. 356. (1846.)
[9] Böttger. * Pogg. Ann. 67. 113. (1846.) — * Dessen Beiträge zur Physik und Chemie. Heft 3. S. 6. (Frankfurt a. M. 1846.)
[10] Müller. * Dessen Bericht über die Fortschritte der Physik. Bd. 1. S. 475 (Braunschweig 1849.)
[11] Poggendorff. * Pogg. Ann. 80. 175. (1850.)
[12] Häcker. * Pogg. Ann. 57. 321. (1842.) — Im Auszug in * Müller's Bericht über d. Fortschr. d. Ph. 1. 473.
[13] Sinsteden. * Pogg. Ann. 76. 199. (1849.)
[14] Stöhrer. * Pogg. Ann. 77. 484. (1849.)
[15] Frick. * Pogg. Ann. B. 77. S. 537. (1849.) u. B. 82. S. 160. (1851.)
[16] Vergl. * Kopp und Liebig, Jahresbericht für 1849. S. 167.
[17] Aimé. * Pogg. Ann. 35. 206. (1835.) — Aus den *Ann. de ch. et de ph.* 57. 442.
[18] Hamann. * Pogg. Ann. 85. 464. (1852.)
[19] Billand. * Pogg. Ann. 60. 319. (1843.) — Aus *Comptes rend.* 17. 248.

§. 22. Molecularänderungen, besonders Schallschwingungen durch den Magnetismus und den galvanischen Strom.

Ist ein magnetischer Körper, namentlich Eisen und Stahl, der Wirkung des galvanischen Spiralstromes oder der von Magnetpolen ausgesetzt, so haben die frühern Entwickelungen gezeigt, dass die in seinem Innern bestehenden Kräfte bedeutende Veränderungen erleiden. Es ist nun kaum anzunehmen, dass dem entsprechend nicht auch die kleinsten Theilchen der Körper, zwischen denen jene Kräfte in Wirksamkeit treten, analoge Veränderungen erleiden sollten. Welcher Art diese sind, ist allerdings noch nicht ermittelt. Eine Anzahl von Versuchen zeigt aber, dass sie vorhanden sind. Namentlich wird durch rasch auf einander folgendes Magnetisiren und Entmagnetisiren einer Eisenstange Wärme in derselben entwickelt; ferner ist nachgewiesen, dass das Leitungsvermögen magnetisirter Substanzen in der Richtung der Magnetaxe vermindert, in der darauf senkrechten vermehrt wird. Namentlich hat sich aber herausgestellt, dass ein magnetisirter Körper auch in Bezug auf seine Elasticität nicht mehr als homogen betrachtet werden kann; vielmehr vermindert sich dieselbe in der Richtung der Axe, theils für die Dauer, theils nur während des magnetisirenden Einflusses. Dem entsprechend verlängert sich ein magnetisirter Stab zwar wenig, aber doch wahrnehmbar, und nimmt gleichzeitig an Steifheit zu. Was er aber in der Längendimension gewinnt, verliert er in den Querrichtungen; denn eine Volumenvermehrung hat in keiner Weise nachgewiesen werden können.

Ganz ähnliche Molecularveränderungen bewirkt der galvanische Strom, sobald er die Metalle durchfliesst. Von ihm ist bekannt, dass er die durchströmten Leiter beträchtlich erwärmt, dass er im Stande ist, Kohle und Metalle zu zerstören, wenn diese, in spitzer Form einander nahe gebracht, den Strom durch einen kleinen zwischen ihnen befindlichen Raum übergehen lassen; dass er Dräthe spröde macht, welche längere Zeit zu seiner Leitung gedient haben. Auch der galvanische Strom bewirkt in metallenen Leitern eine Verminderung des Elasticitätscoefficienten, sogar abgesehen von derjenigen Verminderung, welche der von ihm hervorgebrachten Erwärmung zuzuschreiben ist.

In einer auffallenden Weise machen sich aber diese Molecularveränderungen bemerkbar, wenn man einen Stab oder Drath von Eisen oder Stahl oder einer andern magnetischen Substanz mit einem Spiraldrath umgiebt und durch den letztern sehr häufig unterbrochene Ströme leitet, oder wenn man die unterbrochenen Ströme unmittelbar durch jene Körper führt. Bei jeder Oeffnung und Schliessung des Stromes entsteht nämlich ein eigenthümliches, knisterndes, trockenes Geräusch, welches scheinbar den Stab oder Drath entlang läuft. Sind diese Körper so beschaffen, dass sie leicht in regelmässige Longitudinal- oder auch Transversalschwingungen gerathen können, so regeln sich die ursprünglichen Schallvibrationen dahin, dass ein musikalischer Ton hervortritt. Bei dem umgebenden Strome ist dazu nöthig, die Spirale so weit zu nehmen, dass der Stab in derselben frei schwingen kann. Was den durchgehenden Strom betrifft, so ist es bezüglich der Art desselben gleichgültig, ein wie grosses Stück des Stabes er durchströmt; nur ändert sich die Intensität mit der Länge des durchflossenen Theiles. Gespannte Saiten geben häufig dann den Transversalton, wenn sie excentrisch zur umgebenden Spirale liegen.

Werden Stäbe oder Dräthe von sogenannten unmagnetischen Substanzen gleichzeitig der Wirkung eines umgebenden und eines durchgehenden Stromes ausgesetzt, von denen der eine continuirlich, der andere discontinuirlich ist, oder wird statt des erstern der gleichwerthige Einfluss eines Magneten substituirt, so gerathen auch diese in Schallschwingungen. Es ist dabei gleichgültig, ob sie einer grössern oder geringern mechanischen Spannung unterworfen werden; sogar wenn Dräthe spiralförmig aufgerollt sind, entsteht das Geräusch, und auffallend ist es, dass ein so weiches Material wie Blei einen besonders starken Ton erzeugt, sowie dass derselbe auch an flüssigen Leitern, wie Quecksilber, leichtflüssigem Metall, Säuren und Salzlösungen wahrgenommen wird.

I. Im Jahre 1837 entdeckte Page [1], dass stählerne Hufeisenmagnete zum Tönen kamen, wenn zwischen ihren Schenkeln platte Kupferdrathspiralen aufgestellt waren, durch welche ein discontinuirlicher galvanischer Strom geführt wurde. Diese Versuche wurden von Delezenne [2] dahin vervollständigt, dass die beiden Schenkel eines Hufeisenmagnetes ebenfalls zum Tönen kamen, wenn zwischen ihnen ein Elektromagnet rotirte. Desgleichen entstanden Töne in einem stimmgabelförmigen weichen Eisenstücke, wenn zwischen dessen Schenkeln ein kurzer Magnetstab rotirte. — In Frankfurt a. M. wurde gefunden, dass Eisenblech, zu einem Cylinder gebogen, innerhalb des schraubenförmigen Schliessungsdrathes einer galvanischen Kette ein knisterndes Geräusch beim Beginn und beim Unterbrechen des Stromes hören lässt. Demnächst fand Marrian [3], dass unter ähnlichen Verhältnissen Töne

an Eisenstäben von 0,25 bis 2 Zoll Dicke und 0,5 bis 20 Fuss Länge auftreten. Die Töne waren dieselben, wie die beim Streichen eines der Stabenden entstehenden longitudinalen Grundtöne. Ebenso verhielt sich harter Stahl und ein Magnetstab, nicht aber andere Metalle. Die Töne waren abhängig von den Dimensionen der Stäbe und von der mehr oder weniger excentrischen Lage derselben in der Spirale, sowie von der Stärke der Ströme. Wurde eine geschlossene Spirale um die Magnetisirungsspirale gelegt, so wurden durch dieselbe die Töne in ähnlicher Weise geschwächt, wie die Inductionsströme eine Einbusse erfahren. Auch wenn die Stäbe aus magnetischen Substanzen von discontinuirlichen Strömen durchflossen wurden, entstanden Töne. — Ganz ähnliche Beobachtungen legte DE LA RIVE[4] der naturwissenschaftlichen Gesellschaft zu Genf vor. Namentlich dehnte er die Versuche auch auf gespannte Saiten aus. — BEATSON[5] liess einen hufeisenförmigen Elektromagneten, ja sogar einen geschlossenen Eisenring durch discontinuirliche Ströme ertönen, und fand den Ton desto intensiver, je weicher das Eisen war. Er erhielt auch Töne, wenn er discontinuirliche Ströme durch schwach gespannte Dräthe von Kupfer und Messing gehen liess; sie waren jedoch schwächer, als wenn er Eisendrath benutzte, aber stärker als die durch Platindrath erzielten.

Die angeführten Versuche lassen sich leicht durch folgende Apparate wiederholen. Spannt man einen Eisendrath von etwa 1 Millimeter Durchmesser auf einem Resonanzboden von 1 Meter Länge auf, nachdem man ihn vorher durch eine weite Glasröhre gezogen hat, die über die ganze Länge hinweg mit übersponnenem Kupferdrath umwunden ist, so hört man ein eigenthümliches trockenes Geräusch den Eisendrath entlang laufen, sobald man den Strom von ein paar GROVE'schen Elementen durch die Kupferdrathspirale schliesst, oder den geschlossenen Strom öffnet. Das entstehende Geräusch ist vergleichbar dem, welches man erhält, wenn man mit dem Nagel leicht an der Saite kratzt. Durch Einschaltung eines der im zweiten Paragraphen des ersten Abschnittes beschriebenen Disjunctoren kann die Unterbrechung des Stromes vervielfältigt und dauernd angehalten werden. Es entsteht alsdann leicht der dem gespannten Drathe zugehörige Transversal- oder Longitudinalton, bisweilen aber auch beide. Noch leichter und stärker treten diese Töne hervor, wenn man sich eines dickern und längern Eisendrathes bedient und diesen etwa auf ein 2 Meter langes Monochord spannt. Die Töne sind alsdann so stark, dass sie das ursprüngliche Geräusch verdecken. Ist die umgebende Kupferspirale kürzer als der Eisendrath, so ist es für die Töne gleichgültig, über welcher Stelle des Drathes sich die Spirale befindet.

Spannt man Eisen- oder Stahlstäbe mit ihrer Mitte in einen Schraubstock, führt eines oder beide freie Enden derselben durch Kupferdrathspiralen von beliebiger Länge, aber von so grosser Weite, dass die Stäbe frei in ihrer Mitte schweben, so erhält man ebenfalls jenes trockene Geräusch, wenn ein Strom durch die Spiralen geschlossen oder in denselben unterbrochen wird. Bei anhaltendem Oeffnen und Schliessen geht jenes Geräusch in einen Longitudinalton des Stabes über. Einen besonders vollen Ton erhalte ich durch einen weichen Stahlcylinder von 1,49 Meter Länge und 8 Millimeter Durchmesser. Ein Stab von weichem Eisen, 0,814 Meter lang und 15 Millimeter dick, giebt einen feinen hohen Ton, sodass das ursprüngliche Geräusch noch deutlich durchklingt. Bei einer Röhre von Eisenblech, 0,585 Meter lang und 27 Millimeter dick, ist endlich das Geräusch sehr laut und setzt sich nicht in einen Ton um. Liegen die Stäbe in der Röhre, ohne in ihrer Mitte unterstützt zu sein, so tritt blos das Geräusch, nicht der Ton hervor, gleichviel ob sie an ihren Enden frei gehalten werden, oder ob sie auf den Innenwänden der Spirale aufliegen.

Alle die aufgeführten Erscheinungen stellen sich auch ein, wenn der discontinuirliche Strom nicht in der umgebenden Spirale circulirt, sondern wenn er un-

mittelbar durch die dem Versuch ausgesetzten Dräthe und Stäbe geleitet wird. Doch sind die in diesem Fall auftretenden Töne ungleich schwächer als die bei der ersten Versuchsmethode zu beobachtenden. Um den Strom durch die Stäbe zuführen, ist es zweckmässig, an zwei Stellen leichte Kupferdrathstückchen aufzuschlingen und diese in Quecksilbernäpfchen herabreichen zu lassen, welche mit den Zuleitungsdräthen des Stromes in Verbindung stehen. Die entstehenden Töne sind desto stärker, ein je grösseres Stück der Stangen vom Strome durchflossen wird; die resultirende Tonhöhe ist dagegen unabhängig von dieser Länge, sowie von der Lage der vom Strome durchlaufenen Stelle.

II. War nun durch die vorstehenden Versuche die Thatsache constatirt, dass der Magnetismus, sowie der galvanische Strom tönende Vibrationen zu erzeugen im Stande sind, so mögen zunächst diejenigen Versuche mitgetheilt werden, welche herbeigeführt wurden, um dem Wesen der Erscheinung näher treten zu können. Nach DE LA RIVE [6] ist das Geräusch für den durchgehenden Strom stärker als für den umgebenden, wenn der gespannte Eisendrath ausgeglüht ist. Das Umgekehrte findet bei einem hartgelassenen Stahldrathe statt. Ferner ändert sich die Art des Geräusches sehr mit der Geschwindigkeit der Unterbrechungen des Stromes. Dagegen ist die Länge des Drathes nicht auf die Art, wohl aber auf die Intensität des Geräusches von Einfluss. Dräthe von verschiedenen Substanzen, als Platin, Silber Kupfer, Messing, Argentan, Blei, Zinn und Zink, gaben ebenfalls wahrnehmbare Töne, doch schwächere als Eisen. Bei ihnen wurde kein Unterschied bemerkt, ob sie durch den umgebenden Spiralstrom oder durch unmittelbare Leitung entstanden. Kupfer, Messing, Platin und Argentan durften keiner hohen Spannung ausgesetzt werden, um Töne zu geben, während das Umgekehrte bei Blei, Zink und Zinn stattfand. Kupferdrath gab sogar einen sanften Ton, wenn er, mit Seide umsponnen und um eine Glasröhre gewunden, den discontinuirlichen Strom leitete. Werden Scheiben von Eisenblech in ein Glasgefäss gelegt, welches von dem Leitungsdrathe des discontinuirlichen Stromes spiralförmig umgeben ist, so kommen sie in verschiedenartige Drehungen. Befanden sich Eisenfeilspähne in dem Gefässe, so geriethen dieselben in wallende Bewegung, und spritzten zu einer Höhe von 3 bis 4 Centimeter auf, wobei ein Geräusch, wie das des siedenden Wassers, vernommen wurde. Eine einfache Scheibe von dünnem Eisenblech in eine Spirale gehalten, hatte das Bestreben, ihre Fläche parallel zur Axe der letztern zu stellen. Wurde sie daran gehindert, so gerieth sie in Schwingungen. Eisenfeile auf einer Papierscheibe ordnete sich zu regelmässige Figuren, und erhob sich parallel zur Axe der Spirale in kleinen Haufen. Von ganz besonderer Bedeutung sind die Versuche mit Eisendräthen, welche gleichzeitig der Wirkung eines äussern und eines innern Stromes ausgesetzt sind. Giebt nämlich der Drath unter Einfluss des discontinuirlichen Stromes in der Spirale einen bestimmten Ton, so ändert sich derselbe plötzlich, sobald ausserdem ein continuirlicher Strom durch den Drath geführt wird. Der neue Ton ist nicht so beschaffen, dass er durch eine vom Strome bewirkte Temperaturänderung erklärt werden könnte. Ist der Drath vom discontinuirlichen Strome durchflossen, so ändert sich der Ton ebenfalls beträchtlich, wenn er, sei es durch eine umgebende Spirale oder durch einen angenäherten Magneten, ausserdem in magnetischen Zustand versetzt wird. Durchläuft den Drath ein continuirlicher und gleichzeitig ein discontinuirlicher Strom, so kommt er nicht zum Tönen. Ist der Drath umgeben von zwei oder mehren neben einander liegenden Spiralen, welche in verschiedenem Sinne von einem discontinuirlichen Strome durchflossen werden, so verstärkt sich der Ton. Liegen dagegen die Spiralen über einander, so tritt kein Ton hervor. Ist in dem letzten Falle der Strom der einen Spirale discontinuirlich, der der andern continuirlich, so ist der Ton sehr schwach.

Zufolge einer spätern Abhandlung wandte DE LA RIVE [7] den doppelten Einfluss des Stromes und der Magnetisirung auch auf Stäbe von nicht magnetischen Metallen an, und erhielt einen starken Ton, gleichviel ob der von discontinuirlichen Strömen durchlaufene Stab axial oder äquatorial zu den Polen des Magneten lag. Besonders stark tönten aber diese Substanzen, wenn sie in der Form von hohlen Röhren den Versuchen unterworfen wurden. Die Magnetisirung wurde durch Stahlmagnete oder durch Elektromagnete oder auch blos durch den umgebenden Spiralstrom bewirkt. Das Ertönen der unmagnetischen Substanzen blos unter einseitigem Einflusse des durchgehenden Stromes scheint sich für Stäbe nicht so herausgestellt zu haben, wie dem Frühern zufolge für Dräthe. — Ein Analogon zu der §. 16, N. IX. entwickelten Thatsache, dass ein Schraubendrath im Innern eines hohlen Eisencylinders den letztern kaum merklich magnetisirt, fand DE LA RIVE auch für die magnetischen Töne. Es wurden nämlich zwei Spiralen von übersponnenem Kupferdrath in einander gesteckt. Ging der stetige Strom durch die äussere, der unterbrochene durch die innere Spirale, so wurde ein sehr starker, im umgekehrten Fall aber ein sehr schwacher Ton gehört. — Auch Kohle und sogar Quecksilber, leichtflüssiges Metall, Schwefelsäure und Salzlösung in einer verschlossenen Glasröhre, wie in einem offenen Troge, ertönten, wenn sie der gleichzeitigen Wirkung des Magnetismus und des unterbrochenen Stromes ausgesetzt wurden.

MATTEUCCI [8] gelang es, durch einen schwingenden magnetischen Stab Inductionsströme hervorzubringen. Der Stab wurde durch einen Spiralstrom magnetisirt, und war mit einer zweiten Spirale umgeben. Wurde er erschüttert, so entstand in letzterer ein Inductionsstrom, der von einer Verstärkung des Magnetismus herrührte. Da jedoch schon anderweit bekannt ist, dass eine Erschütterung des magnetisirten Körpers die magnetisirende Ursache unterstützt, so hat dieser Versuch für den hier in Rede stehenden Gegenstand nur untergeordnete Bedeutung.

Anders ist es mit einer von GUILLEMAIN [9] angestellten „Beobachtung, bezüglich einer Elasticitätsänderung, welche ein Stab von weichem Eisen unter Einfluss des galvanischen Stromes erleidet". Derselbe befestigt eine mit übersponnenem Kupferdrath unmittelbar umwundene Eisenstange von 20 bis 30 Centimeter Länge und 1 Centimeter Durchmesser an einem Ende in horizontaler Richtung und beugt dieselbe nöthigenfalls durch ein am andern Ende angehangenes geringes Gewicht. Sobald ein Strom durch die Spirale geführt wird, richtet sich die Stange sichtlich gerade, und beugt sich wieder abwärts, wenn der Strom unterbrochen wird. Die Erscheinung rührt nicht von einer gegenseitigen Wirkung der Spiralewindungen her, sondern muss in einer Molecularwirkung des Eisens begründet sein; denn wurde eine Holzstange statt der Eisenstange substituirt, so gelang der Versuch nicht. Diese Beobachtung wurde von WERTHEIM bezweifelt, ist jedoch von demselben später [13] constatirt worden. Das Aufrichten der Eisenstange ist um so interessanter, als WERTHEIM eine Abnahme, nicht eine Zunahme, des Elasticitätscoefficienten im Eisen bei der Magnetisirung nachgewiesen hat.

Die Untersuchungen WERTHEIM's [10] über den vorliegenden Gegenstand beginnen nämlich mit einer Ermittelung der Veränderungen, welche die Elasticitätscoefficienten verschiedener Substanzen erleiden, wenn sie der Wirkung eines durchgeleiteten oder eines spiralförmig umhergeführten galvanischen Stromes ausgesetzt werden. Der Elasticitätscoefficient

$$q = \frac{P}{a}$$

ist das Verhältniss zwischen der Belastung P, welcher ein jedes Quadratmillimeter des Querschnittes eines zu prüfenden Stabes ausgesetzt wird, zu der in Millimetern ausgedrückten elastischen Verlängerung a, welche ein jedes Meter der Länge des

Stabes erleidet [11]. Was nun zuvörderst die Untersuchungen bezüglich des durchgehenden Stromes betrifft, so wurde derselbe mittels einer BUNSEN'schen Säule gewonnen und circulirte durch ein Rheometer, sowie durch den zu untersuchenden Drath. Der Drath war stets 1 Meter lang und war mit zwei feinen Strichen versehen, deren Abstand vor dem Durchgange des Stromes bei zwei verschiedenen Belastungen gemessen wurde. Die kleinere Belastung diente den Drath zu spannen, die grössere war so bedeutend, dass sie den Drath um 1 bis 2 Millimeter verlängerte. Demnächst wurde der Strom durch den Drath geführt und der Abstand beider Striche unter den verschiedenen Belastungen abermals gemessen. Der Strom kann nun theils durch die im Drathe hervorgebrachte Temperaturänderung, theils durch sich selbst eine Veränderung des Elasticitätscoefficienten bewirken. Die Temperaturänderungen im Drathe wurden daher aus den durch dieselben bewirkten Verlängerungen bestimmt, und die durch die Temperatur allein hervorgebrachten Veränderungen im Elasticitätscoefficienten nach Massgabe früherer Versuche berechnet. Wurden aber die so berechneten Elasticitätscoefficienten mit den wirklich beobachteten verglichen, so zeigte sich: 1) dass der galvanische Strom in den von ihm durchlaufenen Metalldräthen eine momentane Verringerung des Elasticitätscoefficienten bewirkt, und zwar vermöge seiner eigenen Wirkung, unabhängig von der Verringerung, welche durch Temperaturerhöhung entsteht; und dass 2) die Grösse dieser Verringerung abhängt von der Stärke des Stromes und wahrscheinlich auch von dem Widerstande, welchen das Metall seinem Durchgange entgegensetzt. Der Verminderung des Elasticitätscoefficienten entsprechend fand auch WERTHEIM eine Vertiefung des durch Reiben entstehenden Longitudinaltones, wenn Dräthe (von 3,56 Meter Länge) an beiden Enden eingespannt und sowohl ohne, als mit durchgehendem Strome geprüft wurden. In folgender Tabelle sind für einen Kupfer- und zwei Stahldräthe die Zahlen der Längsschwingungen bei verschiedenen Stromstärken verzeichnet.

	Durchmesser. Millimeter.	Stromstärke.	Zahl der Längsschwingungen.
Kupfer	0,59	0,00	1058
		7,80	1041
Stahl	0,31	0,00	1358
		1,50	1326
		2,10	1313
Stahl	0,14	0,00	1403
		1,50	1391

Diese Verschiedenheiten in den Schwingungszahlen würden nur durch solche Temperaturveränderungen bewirkt werden können, welche man hier nicht im entferntesten erreichte, wenn darin überhaupt der Erklärungsgrund gesucht werden sollte.

Aber auch die Magnetisirung, die südliche wie die nördliche, welche durch andauernde Wirkung eines galvanischen Spiralstromes erregt wird, bewirkt in weichem Eisen und Stahl eine kleine Verringerung im Elasticitätscoefficienten, und diese Verringerung verbleibt zum Theil sogar nach der Unterbrechung des Stromes. Zur Erzielung dieses Ergebnisses wurde folgende Anordnung der Versuche gewählt. Zwei Glasröhren von 80 Centimeter Länge wurden mit je 900 Windungen übersponnenen Kupferdrathes umwickelt und auf einem Brette parallel zu einander befestigt. Durch die Röhren wurden die beiden Enden von Eisen- oder Stahldräthen (von 0,141 bis 2,180 Millimeter Dicke) oder von Eisenblechstreifen gezogen, sodass dieselben auf der einen Seite eine hufeisenförmige Krümmung hatten, und ihre geraden Antheile 1 Meter Länge be-

sassen. Jedes der Enden war nahe der Krümmung befestigt und trug auf der freien Seite Schraubstöcke zur Aufhängung der Gewichte. Es wurden nun die Elasticitätscoefficienten vor, während und nach der Magnetisirung bei verschieden starken Strömen bestimmt, und da der Spiraldrath zu dick gewählt war, um eine merkliche Erwärmung zu erleiden, wurde eine Correction wegen Temperaturerhöhung unnöthig. Mag es auch dahingestellt bleiben, ob gerade diese Anordnung die zweckmässigste war; so zeigen doch die gewonnenen Zahlen, dass beide Schenkel des Hufeisens während der Magnetisirung durch dasselbe Gewicht stärker ausgedehnt werden als vor und nachher, dass aber nach der Unterbrechung des Stromes stets eine beträchtlichere Ausdehnungsfähigkeit verblieb als vorher. Eine grosse Uebereinstimmung der Zahlen unter sich, wie der für beide Schenkel gleichzeitig gewonnenen ist nicht zu bemerken. Ueberdem scheint die Länge der Zeit, während welcher die Magnetisirung andauerte, auf die Verringerung des Elasticitätscoefficienten von grossem Einfluss zu sein, indem bei einer kurzen Wirkung des Stromes keine Abänderung bemerkbar war. Wertheim schliesst daraus, dass der Magnetismus wahrscheinlich nicht direct, sondern indirect durch eine andere Molecularanordnung der Eisentheilchen die beobachteten Erscheinungen hervorbringe.

Dieselben Resultate wurden auch aus einer spätern Versuchsreihe [10] erhalten, bei welcher Eisendräthe von verschiedenem Durchmesser, auf einem Monochord ausgespannt, durch Gewichte eine elastische Verlängerung erfuhren. Wurden sie durch eine lange galvanische Spirale magnetisirt, so zeigten sich für den ersten Moment nur geringe Aenderungen in der elastischen Verlängerung.

Später ging Wertheim [12] näher auf die Ursache der von verschiedenen Seiten her beobachteten Longitudinal- oder Transversalschwingungen ein. Er befestigte einen Eisenstab von 1 Centimeter Seite und 2 Meter Länge in seiner Mitte. Jedes Ende wurde mit einer galvanischen Spirale von solcher Weite umgeben, dass der Stab in derselben frei schwingen konnte. Auf eine feine Marke an einem der Enden wurde das Fadenkreuz eines Fernrohres eingestellt. Wurde ein starker discontinuirlicher Strom durch die Spiralen geschlossen, so entstand ein Longitudinalton, und die Marke bewegte sich sowohl im Sinne der Verlängerung des Stabes, als auch in den darauf senkrechten Richtungen. Die Orientirung der Seitenbewegungen hing von der excentrischen Lage des Stabes in der Spirale ab. Um diese beiden Bewegungen von einander zu trennen, wurde der Stab in eine mächtige von 1336 Meter Kupferdrath gewundene Rolle geschoben, welche 19 Centimeter innern Durchmesser besass. Befand sich der Stab genau in der Axe der Spirale, so gewann er durch einen in derselben circulirenden Strom blos eine Verlängerung; lag er dagegen zur Spirale excentrisch, so bewegte er sich beim Schliessen des Stromes nach derjenigen Seite, nach welcher er der Innenwand der Spirale am nächsten war. Diese transversale Verschiebung erklärt sich daraus, dass der Stab in der Axe der Spirale sich im labilen Gleichgewicht befindet, Abschn. 1, §. 12, N. VI., also nur gerade in dieser Lage nach keiner Seite einen Bewegungsantrieb erfährt. Die Verlängerung in der Richtung der Axe neigt Wertheim, zufolge demnächst zu behandelnder Versuche, aus dem Bestreben des Eisenkernes zu erklären, sich mit seiner Mitte in die Mitte der Spiralenaxe einzustellen, Abschn. 2, §. 18. Wurde demnächst ein Eisendrath auf einem Monochord ausgespannt, so konnte sowohl mittels des durchgeleiteten, als mittels des spiralförmig umhergeführten Stromes wesentlich nur derjenige Longitudinalton erzeugt werden, der auch durch Reiben mit dem Finger entstand, doch mit dem einen Unterschiede, dass dieser Ton bei dem durchgeleiteten Strom etwas tiefer ist.

In einer spätern Abhandlung [13] setzt Wertheim jene Untersuchungen über die mechanische Wirkung des galvanischen Stromes fort und überträgt sie demnächst auf die Tonschwingungen, welche durch Einfluss des durchgeleiteten, oder des umgebenden Stromes, oder beider zugleich entstehen.

Um die Bedeutung der beobachteten Ausdehnung magnetischer Eisenstäbe näher zu ermitteln, wurde eine 20 Centimeter lange und 2 Centimeter dicke Eisenstange in ein gläsernes Standgefäss gestellt. Letzteres wurde mit Wasser gefüllt und war mit einem dicht schliessenden Deckel versehen. Durch zwei Durchbohrungen des Deckels ging ein Thermometer und eine oben und unten offene zum Theil mit dem Wasser gefüllte Capillarröhre. Wurde diese Vorrichtung in die Mitte einer starken thätigen Spirale gestellt, so konnte keine Aenderung des Wasserstandes in der Capillarröhre beobachtet werden. Sonach ändert sich weder Volumen noch Temperatur während des magnetischen Zustandes. — Demnächst wurden Eisenstangen von beiläufig 2 Meter Länge und 5 bis 10 Millimeter Seite in horizontaler Lage mit ihrer Mitte in einen Schraubstock gespannt, sodass eine ihrer Hälften in der oben erwähnten Spirale von 1336 Meter Kupferdrath von 2,5 Millimeter Dicke schwebte. Die Spirale hatte 25 Centimeter Länge und 19 Centimeter innern Durchmesser. An den Enden des Stabes waren Mikroskope aufgestellt, mittels deren die Verlängerungen und seitlichen Verschiebungen gemessen werden konnten. Befand sich nun die Stange genau in der Axe der Drathrollen, so konnte keine seitliche Verschiebung, wohl aber eine sehr geringe Verlängerung derselben wahrgenommen werden. Dieselbe betrug etwa 0,002 Millimeter, wenn sich die Spirale nahe dem einen Ende des Stabes befand; sie wurde aber immer geringer mit der Annäherung an die befestigte Mitte, und schien für diese Stelle selbst sogar in eine Verkürzung überzugehen. Es ist zu bedauern, dass diese Versuche nicht in grösserm Umfange angestellt worden sind. Namentlich dürfte das Verhalten dickerer Eisenstangen bei sehr verschiedenen Stromstärken und unter Einfluss von Spiralen, welche sie in ihrer ganzen Länge umgeben, zu erforschen von Interesse sein. — Die seitlichen Verschiebungen jener Stäbe dagegen, sowie die eines vertical aufgestellten Streifens von Eisenblech, sobald dieselben excentrisch zur Spirale lagen, wurden mit vieler Sorgfalt untersucht. Es zeigte sich, dass die Krümmungshalbmesser für diese Bewegungen beinahe den Stromstärken proportional sind.

Was ferner die Untersuchungen bezüglich der Tonerzeugung mittels äusserer oder durchgeleiteter Ströme oder mittels beider betrifft, so geben dieselben wesentlich nur Bestätigungen der früher aufgeführten Erscheinungen, doch um desto wichtigere, als die Versuche mit grosser Sorgfalt angestellt wurden. — An Stäben oder Dräthen von Zink, Kupfer, Messing, weissem Krystallglas, blauem mit Kobalt gefärbtem Glase konnte jedoch weder für den umgebenden, noch für den durchgelassenen Strom auch bei Benutzung der stärksten Säulen irgend eine Tonschwingung nachgewiesen werden. Befanden sich Eisen- oder Stahlstäbe, oder Dräthe aus diesen Materialien in der Axe der umgebenden Spirale, so wurde nur der denselben zukommende Longitudinalton wahrgenommen. Dieser erschien etwas vertieft, bei einem durchgehenden intermittirenden Strom allein, oder bei einem durchgehenden constanten Strome, wenn ausser diesen der umgebende Strom unterbrochen wurde. Lagen aber die Stäbe oder Dräthe excentrisch zur umgebenden Spirale, so war der longitudinale Ton weniger rein und begleitet von Querschwingungen. Wurden die Dräthe so stark gespannt, dass ein an ihnen in geneigter Weise hinabgeführter Violinbogen einen reinen Longitudinalton ohne Beimischung eines andern Geräusches hervorrief, so blieb derselbe Longitudinalton auch rein bei Einwirkung des umgebenden Stromes; anders jedoch bei schwächerer Spannung des Drathes. — Eine dicke Platte von Eisenblech, 20 Centimeter im Durchmesser, über eine vertical stehende Spirale horizontal gehalten, gab mit Eintritt des intermittirenden Stromes ein Gemenge von Tönen, welches dem Läuten einer Glocke ähnelte, oder den Tönen, die entstehen, wenn man durch Streichen drehende Schwingungen hervorbringt. Diese Töne erzeugten keine Knotenlinien und zerstörten schon vorhandene nicht. Eine ebenso behandelte Platte von dünnem Weissblech wurde von der Spirale so herabgezogen,

dass dieselbe sich über den ganzen Umfang hinweg krümmte. WERTHEIM fasst die Ergebnisse seiner Untersuchungen in folgende Sätze zusammen.

1. Ein Strom, der durch einen Schraubendrath geht, übt auf eine darin befindliche Eisenmasse eine mechanische Anziehung aus, die identisch ist mit der, welche nach ARAGO's Entdeckung ein Leitungsdrath auf Eisenfeilsel ausübt.

2. Diese Anziehung lässt sich betrachten als die Resultante zweier Kräfte, einer longitudinalen und einer transversalen.

3. Die Anziehung ist proportional der Stromstärke und der Eisenmasse.

4. Die longitudinale Componente kann, je nach der Lage des Schraubendrathes, den Eisenstab verlängern oder verkürzen.

5. Die transversalen Componenten, deren mechanisches Aequivalent sich leicht in Gewichten ausdrücken lässt, sobald das Eisen eine excentrische Lage hat, heben sich gegenseitig auf, wenn das Eisen in der Mitte des Schraubendrathes liegt.

6. Der durchgeleitete Strom erzeugt in dem eisernen Leiter, den er durchläuft, einen plötzlichen Stoss.

7. Zwischen der Wirkung des Stromes und der einer in gleichem Sinne wirkenden mechanischen Kraft herrscht eine vollständige Analogie.

8. Alle deutlichen Töne, die man in Stäben, Dräthen oder Platten von Eisen oder Stahl entweder mittels eines einzigen äussern, oder durchgeleiteten Stromes, oder mittels irgend einer Combination dieser beiden Arten von Strömen erregen kann, finden ihre Erklärung in den vorhergehenden Sätzen.

Die von WERTHEIM beobachtete Ausdehnung eines von einem Spiralstrom umgebenen Eisenstabes in seiner Längsrichtung war nur eine Bestätigung analoger, von JOULE [14] angestellter Untersuchungen. Der zu magnetisirende Eisen- oder Stahlstab wurde hier vertical mit dem obern Ende in einer galvanischen Spirale befestigt, während das untere Ende eine 3000 mal vergrössernde Hebelvorrichtung berührte. Ein bis zur Sättigung magnetisirter Stab (?) verlängerte sich um $^1/_{720000}$. Trug der Stab ausser seinem eigenen Gewichte noch eine Last, so verlängerte er sich durch die Magnetisirung ebenfalls, so lange diese Last nicht ein gewisses Maass überschritt. Bei grössern Gewichten bewirkte jedoch der Magnetismus eine Verkürzung. Die Verlängerung beobachtete dagegen JOULE im Moment des Schliessens, ja konnte dieselbe sogar durch das Gefühl wahrnehmen. Stäbe und Dräthe von ungleichen Dicken erlitten fast dieselbe Ausdehnung, und diese war theils eine bleibende, theils eine vorübergehende. Eine Volumenvermehrung konnte er mittels eines Haarröhrchenapparates ebenfalls nicht wahrnehmen. Die Verlängerung wurde dem Quadrate der magnetischen Intensität proportional gefunden.

Ist nun für magnetische Substanzen eine Aenderung der Elasticität durch den Magnetismus ausser Zweifel, so musste auch eine Aenderung in den CHLADNI'schen Linien entstehen, wenn man tönende Vibrationen an Platten erregt, während dieselben unter dem Einflusse kräftiger Magnete sich befinden. An Platten von Glas, Messing oder Eisen hat es jedoch MATTEUCCI [15] nicht gelingen wollen, dieselben nachzuweisen.

WARTMANN's [16] Untersuchungen sind grösstentheils abermalige Bestätigungen der schon behandelten Erscheinungen. Mittels eines auf das Ende eines Eisenstabes aufgesetzten und durch ein Fernrohr beobachteten Spiegels fand er ebenfalls die Seitenbewegung des Stabes, der excentrisch zu einer umgebenden magnetisirenden Spirale lag. Wenn der Strom durch den Stab geführt wurde, substituirte er eine Thermometerkugel statt des Spiegels und stellte das Fernrohr auf einen Lichtpunkt in derselben ein. In beiden Fällen konnte er jedoch keine Verlängerung beobachten.

Noch verdient erwähnt zu werden, dass JANNIAR [17] diese galvanischen Töne auch an Telegraphendräthen beobachtete, und dass UNDERWOOD [18] einer elektrischen

Strömung es beimisst, dass die Glocke einer Thurmuhr während eines vorübergehenden Gewitters einen tiefern und unangenehmen Ton erhielt, den frühern hellen Klang allmälig wieder bekam, aber nach einem zweiten Gewitter für immer in den ersten Fehler verfiel.

III. Auffallend sind nun ohne Zweifel die angeführten Versuche von Guillemain und von Wertheim, infolge deren sich ein mit einem Spiralstrom umgebener, an einem Ende in horizontaler Richtung gehaltener Eisenstab aufwärts richtet, im Vergleich zu denen Wertheim's, welche darthun, dass der Elasticitätscoefficient des Eisens sich unter den obwaltenden Umständen vermindert. Zwischeninne steht die von Joule und von Wertheim nachgewiesene Thatsache, dass sich das Eisen unter Einfluss eines Spiralstromes im Sinne der magnetischen Axe verlängert, und, weil es keine Volumenvermehrung erleidet, sich in den dazu senkrechten Richtungen in entprechendem Maasse zusammenzieht. Vielleicht dürfte sich der darin liegende Widerspruch aber als ein scheinbarer herausstellen. Denken wir uns nämlich einen an beiden Enden verschlossenen elastischen Gummischlauch mit einem unelastischen Bande spiralörmig von einem Ende zum andern umwickelt und mit Luft von mässiger Spannung gefüllt, so wird derselbe, an einem Ende horizontal gehalten, mit dem andern sich etwas abwärts beugen. Wird nun in den Schlauch eine grössere Menge Luft eingepresst, so richtet sich das abwärts gekrümmte Ende auf. Hält man den Schlauch in senkrechter Lage und beschwert ihn bei dem verschiedenen Luftgehalte mit denselben Lasten, so wird er sich ohne Zweifel weniger ausdehnen, wenn er mit einer geringern, als wenn er mit der grössern Luftmenge gefüllt ist, denn die Wirkung des Gewichtes wird durch die grössere Expansivkraft der Luft im letztern Falle mehr unterstützt als im erstern. Es wird sich also hier ebenso, wie beim magnetisirten Eisen eine Verminderung des Elasticitätscoefficienten herausstellen, und bei beiden wird gleichzeitig die Steifigkeit vermehrt. Die eingepresste Luft bewirkt aber im vorliegenden Falle auch wesentlich nur eine Verlängerung, nicht eine Volumenvermehrung, indem das umgewundene Band den Schlauch in der Querrichtung in dem Maasse zusammenpresst, als es mit ihm sich nach der Längsrichtung ausdehnen muss. Dürfte aber diese Analogie Geltung haben, so gäbe sie eine abermalige Hindeutung auf eine zwischen den Querschichten magnetisirter Stäbe statthabende Abstossungskraft, deren Annahme wir schon zur Erklärung früherer Erscheinungen bedurften.

Nachdem nun die einzelnen Erscheinungen der galvanischen und magnetischen Tonschwingungen, sowie die dadurch bedingten Untersuchungen vorgeführt wurden, bleibt noch übrig, eine Zurückführung auf die nähern Ursachen derselben zu versuchen.

1. Man könnte den Grund der Tonschwingungen in den Inductionsströmen suchen, welche sich beim Entstehen und Verschwinden des Spiralstromes auf der von demselben eingeschlossenen Metallstange erzeugen. Diese Inductionsströme würden dann in ähnlicher Weise einen Ton erzeugen, wie die Ströme, welche unmittelbar durch den vibrirenden Körper geführt werden, und so bedürfte es nur noch, die Entstehungsweise der letzten Art von Tönen zu erklären. Dagegen lässt sich aber schon das Eine einwenden, dass in dem einen Falle sich die Ströme im Sinne des Umfanges, im andern aber in dem der Längsrichtung des Stabes bewegen. Eine so verschiedene Richtung müsste aber auf den resultirenden Ton einen grössern Einfluss haben, als man beobachtete. Ferner würde sich bei dieser Erklärungsweise der Grund nicht absehen lassen, warum die Töne ausschliesslich oder vorzugsweise nur an magnetischen Substanzen beobachtet wurden, während sie vielmehr dann im Zusammenhange mit der galvanischen Leitungsfähigkeit der Metalle stehen müssten. Ueberdem scheint es, als ob die anfangs beobachteten Töne an unmagnetischen Substanzen bei entweder blos durchgeleiteten oder blos umhergeführten intermittirenden Strömen auf

Täuschungen beruht hätten, indem derselben in den spätern Untersuchungen nicht mehr Erwähnung geschieht, oder der Thatbestand von Andern nicht constatirt werden konnte.

2. Der Grund kann ferner in der durch den galvanischen Strom, sowie durch abwechselndes Magnetisiren und Entmagnetisiren hervorgebrachten Temperaturänderung gesucht werden. Dass der galvanische Strom seine Bahn erwärmt, ist bekannt. Dass aber auch durch rasch intermittirende Magnetisirung Wärme erzeugt wird, ist namentlich von GROVE [19] sehr wahrscheinlich gemacht worden. Derselbe umgab die Pole eines Elektromagneten mit Wasser und einen auf dieselben gelegten cylindrischen Anker mit schlechten Wärmeleitern. Durch häufige Unterbrechungen des zum Magneten führenden Stromes bewirkte er im Anker eine Temperaturerhöhung um mehre Grade, welche nicht von dem Magneten übergeleitet worden sein konnte. Noch beträchtlichere Wärmeentwickelung beobachtete er in dem rotirenden Anker eines SAXTON'schen Apparates. Dagegen konnte in unmagnetischen Substanzen eine solche nicht beobachtet werden. — WERTHEIM neigte sich nun zu der Ansicht, als ob diese Wärmeerzeugungen den Grund zu den in Rede stehenden Tonschwingungen abgeben könnten. Ein Einwand WARTMANN's, dass nach DE LA RIVE's Versuchen Töne von 600 Schwingungen erzeugt worden seien, und unmöglich ebenso viele Erwärmungen und Abkühlungen hervorgebracht werden können, scheint unbegründet, denn in TREVELYAN's Thermophon werden bisweilen mindestens ebenso hohe Töne wahrgenommen, als im magnetisirten und galvanisirten Eisendrath. Wohl aber ist ausser den schon oben erörterten Einwendungen zu erwägen, dass im letztern Instrumente sowohl Erwärmungen als Abkühlungen bewirkt werden, während die erstern Agentien nur Erwärmung hervorbringen. Es müsste also bei länger fortgesetzten Versuchen der magnetische und galvanische Ton allmälig in dem Maasse an Intensität abnehmen, als der Eisenstab sich dem Maximum der Erwärmung annäherte, welches der jedesmaligen Stromstärke zukommt. Dieses ist jedoch nicht beobachtet worden. Ferner ist offenbar die Wärmeerzeugung mittels des durchgehenden Stromes grösser, als die durch den magnetisirenden Strom erzielte; mithin müsste auch die Intensität des auf ersterm Wege erlangten Tones stärker sein. Im Gegentheil ist aber der magnetische Ton meist intensiver als der galvanische.

3. WERTHEIM [13] vertheidigte demnächst die Ansicht, dass jenes Ertönen durch die rein mechanische Wirkung des äussern und des innern Stromes entstehe. „Können wir", sagt er, „beweisen, dass der Strom, der äussere wie der durchgeleitete, eine plötzliche Formveränderung, einen momentanen Stoss im Eisen bewirkt; können wir bestimmen, in welcher Richtung dieser mechanische Effect statthat; können wir überdies zeigen, dass derselbe Effect, in derselben Richtung von einer andern rein mechanischen Kraft erzeugt, denselben Ton wie der Strom hervorbringt: so wird es unnöthig sein, zur Erklärung des Phänomens irgend eine besondere Hypothese aufzusuchen; denn offenbar entspringt er dann aus den Schwingungen, die jede plötzliche Formveränderung begleiten, und die Meinungen können nur darin abweichen, auf welche Weise der Strom diesen mechanischen Stoss hervorbringe." Die Wirkung des umgebenden Stromes betrachtet er nun als eine transversale und eine longitudinale. Mit vollkommenem Rechte würden sich demgemäss die bisweilen vernommenen Transversaltöne erklären aus dem intermittirenden Zuge, welche der discontinuirliche Strom seitlich auf den Eisenstab ausübt, wenn derselbe zur Spirale excentrisch liegt. Die durch Magnetisirung bewirkte Verlängerung und der daraus resultirende Longitudinalton erklären sich alsdann durch den longitudinalen Zug, welche die Spirale auf den Stab so lange ausübt, bis seine Mitte in die Mitte der Spirale fällt (§. 5). Für eine mächtige flache Spirale hatte auch WERTHEIM keine Verlängerung des Eisenstabes beobachtet, wenn sie dessen Mitte nahe gerückt wurde. Dagegen ist aber einzuwenden, dass ebenfalls eine Verlängerung beobachtet wurde, wenn der

Stab nicht blos an einer Stelle, sondern über den grössten Theil seiner Länge mit der Spirale überdeckt war. Haben aber alle Theilchen des magnetisirten Eisens das Bestreben, nach der Mitte der Spirale sich zu bewegen, so müsste dieses sich jetzt ganz im Gegentheil durch eine Verkürzung bemerklich machen. — Das knisternde Geräusch, welches den Longitudinalton begleitet, wird durch eine Wirkung auf den Einspannepunkt erklärt. Dagegen spricht jedoch, dass dieses Geräusch auch dann und zwar vorzugsweise entsteht, wenn die Stäbe gar nicht eingespannt, sondern auf weichen Unterlagen in der Spirale erhalten werden, ja dass dasselbe auch unter Bedingungen auftritt, unter denen der Ton nicht entstehen kann. — Die Wirkung des durchgeleiteten Stromes soll die eines Stosses sein, welchen der Drath beim Eintritt des Stromes erfährt. Ein besonderes deutliches Geklirr soll man hören, wenn ein mit einem Ableitungsdrathe versehener Stab mit dem positiven Poldrathe der Säule berührt werde, und somit scheine diese Wirkung einem Transport von Materie zugeschrieben werden zu müssen. — Mag nun auch die Hypothese einer mechanischen Wirkung den akustischen Antheil der beobachteten Erscheinungen genügen, so umfasst sie keineswegs die weit interessantern Fragen, welche von Seiten des Elektromagnetismus zu stellen sind. Diese formulirt Wertheim in folgender Weise.

„Erleidet eine Eisenmasse unabhängig von der mechanischen Wirkung des Schraubendrathes durch ihre blosse Magnetisirung eine Verlängerung?“ — Nach Joule's Versuchen namentlich ist diese Frage mit Ja zu beantworten.

„Magnetisirtes Eisen scheint kein mechanisch-homogener Körper mehr zu sein; wie ist das Verhältniss und die Lage seiner Elasticitätsaxen?“

„Auf welche Weise erzeugt ein das Eisen durchlaufender Strom einen mechanischen Stoss? und geschieht dieser nicht durch gegenseitige Wirkung der winkelrecht zum Strome magnetisirten Theilchen?“

„Von welcher Natur ist das Geklirr, welches zuweilen sowohl mit dem äussern, als mit dem durchgeleiteten Strom entsteht?“

4. Den letzten möglichen und den zugleich wahrscheinlichsten Erklärungsgrund bietet eine Molecularveränderung, welche der Magnetismus in seinem Substrat hervorbringt. Mag man sich das Wesen des Magnetismus denken, wie man wolle, sicher muss man seinen Sitz in die kleinsten Theilchen der Substanz verlegen, und wenn nun, gleichviel ob durch Hervorrufung oder durch Orientirung der magnetischen Kraftelemente, in einem Körper Polarität erzeugt wird, so müssen die kleinsten Theilchen in eine andere Wechselwirkung zu einander treten, als die war, in der sie vor der Magnetisirung sich befanden. Namentlich sind aber durch die Anziehung der ungleichnamigen und die Abstossung der gleichnamigen kleinsten Pole zu den zwischen ihnen schon vorhandenen Cohäsionskräften neue Kräfte hinzugekommen, welche Modificationen in der Lagerung der Theilchen bewirken müssen. De la Rive hat vor Allen die Ursache der vorliegenden Tonerregung in derartigen Molecularveränderungen gesucht. Derselbe wendet [6] gegen die mechanische Erklärungsweise namentlich ein, dass nicht der musikalische Ton, sondern das den Drath entlang laufende Geräusch das Primäre sei, und dass namentlich dieses die magnetische und galvanische Wirkung charakterisire. Dieses Geräusch setzt sich überhaupt nur dann in einen Ton um, wenn der Körper geeignet ist, in regelmässige Schwingungen versetzt zu werden. Auch [7] die an aufgerollten Dräthen beobachteten Schallschwingungen, oder an Substanzen, welche der gleichzeitigen Wirkung des Magnetismus und des Stromes ausgesetzt sind, lassen sich nicht einmal durch eine Einwirkung der Windungen auf einander, oder des Magnetismus auf den galvanisch durchströmten Leiter erklären, indem das Geräusch dasselbe bleibt, ob die Körper (namentlich Dräthe) ausgespannt sind oder nicht, oder ob dieselben aus Blei, Platin oder Messing bestehen. Ingleichen widerspricht dieser Annahme die Beobachtung desselben Geräusches an flüssigen

Leitern. Namentlich diese Schwingungen veranlassen DE LA RIVE zu der Meinung, dass unter Einfluss des Magnetismus den sogenannten unmagnetischen Körpern eine Molecularconstitution eingeprägt werde, die Aehnlichkeit hat mit der, welche die magnetischen Körper von Natur besitzen. Dass [6] Molecularveränderungen in den Körpern durch den Magnetismus und den Galvanismus hervorgebracht werden, darauf deutet die Wärmeentwickelung, die Elasticitätsveränderung, die Uebertragung materieller Theilchen vom positiven zum negativen Pol beim DAVY'schen Lichtbogen, das Sprödewerden von Dräthen, die lange Zeit als Leiter des galvanischen Stromes gedient haben. Auf eine eigenthümliche Art der Molecularveränderung deutet ferner ein von MAGGI [20] herrührender Versuch. Eine homogene kreisrunde Platte von Eisenblech war nämlich in der Mitte durchbohrt, um eine Röhre aufzunehmen, durch welche der Dampf von siedendem Wasser geleitet wurde. War die Platte mit Wachs überzogen, so schmolz dasselbe von der erhitzten Mitte aus kreisförmig ab. Wurde aber die Platte mit einem Durchmesser in geringe Abstände zwischen die Pole eines thätigen Elektromagneten gelegt, so nahm der abschmelzende Raum die Form einer Ellipse an, deren grosse Axe senkrecht auf der Verbindungslinie der Pole stand. Dem entsprechend würden die Theilchen des Eisens beim Magnetisiren in axialer Richtung sich von einander entfernen, in äquatorialer sich annähern. Solche Veränderungen betrachtet nun DE LA RIVE [21] als eine Umlagerung der Molecule derart, dass bei einem discontinuirlichen umgebenden oder durchgehenden Strome die Molecule zwischen der natürlichen und der durch diese Agentien bedingten neuen Gleichgewichtslage oscilliren. Diese Oscillationen sind die Ursache der Schallschwingungen. Ob aber das Verhalten der Eisenfeile in einer galvanischen Spirale oder nahe einem linearen Strome die Art der Verschiebung der Molecule in einem magnetisirten oder durchströmten Eisendrathe nachzuweisen vermag, dürfte dahingestellt bleiben. In einer Spirale ordnet sich die Eisenfeile in Fäden, die parallel zur Axe derselben gerichtet sind. Würden die Molecule in einer compacten Eisenmasse beweglich genug sein, um sich ebenso richten zu können, so würde sich im Widerspruch mit jenem Versuch MAGGI's in axialer Richtung eine Verdichtung der Materie zeigen, auch würde dadurch jedenfalls die Elasticität in dieser Richtung vermehrt und nicht vermindert werden. In analoger Weise müssten sich die Molecule infolge des durchgeleiteten Stromes im Sinne der Peripherie anordnen, indem Eisenfeile sich in geschlossenen Kreisen um einen galvanischen Leitungsdrath lagert. — Doch mag auch von dem Unerwiesenen abgesehen werden, sicher bleiben zwei Sätze bestehen, nämlich:

Der Uebergang des Stromes modificirt selbst in starren Substanzen die Anordnung der Theilchen, und

Die Wirkung des Magnetismus, unter welcher Form sie auch ausgeübt werden möge, modificirt ebenfalls die Constitution aller Körper, und diese Modification dauert so lange als die erzeugende Ursache, und verschwindet mit ihr.

Die Literatur der hier zu behandelnden Erscheinungen ist zusammengestellt in:
*Fortschritte der Physik, dargestellt von der physikal. Ges. zu Berlin. Jahr 1845, S. 143; Jahr 1846, S. 142; Jahr 1848, S. 121; Jahr 1849, S. 114; Jahr 1850 und 1851, S. 311.
*LIEBIG und KOPP Jahresbericht, Jahr 1847—48, S. 156; Jahr 1849, S. 75.

[1] PAGE. *Pogg. Ann. 43. 411. (1838.) — **Bibl. univers. de Genève.* Nouv. Sér. 11. 398. — *Silliman Am. Journ.* Jul. 1837.

[2] DELEZENNE. **Bibl. univers. de Genève.* Nouv. Sér. 16. 406. (1841., dat. v. 22. Aug. 1838.)

[3] MARRIAN. *Pogg. Ann. 63. 530. (1844.) — Aus *Philos. Mag.* 25. 382. (1844.) — *Ann. de ch. et de ph.* [3.] 16. 436. — *Inst.* 8 Janv. 1845.

[4] DE LA RIVE. *Société de physique et d'histoire naturelle de Genève.* 21 Mars 1844.

[5] BEATSON. *Electr. Mag.* Apr. 1845. — *Arch. de l'Électr.* 5. 197. — *Arch. d. scc. ph. et nat.* 2. 113.

[6] DE LA RIVE. *Pogg. Ann. 65. 637. (1845.) — Aus den *Comptes rend.* 20. 1287. (28 Avr. 1845, lettre à M. ARAGO.) — *Arch. de l'Électr.* 5. 200.
[7] DE LA RIVE. *Pogg. Ann. 76. 286. (1849.) — Aus den *Philos. Transact. f.* 1847. p. I. — **Comptes rend.* 22. 428. (9 Mars 1846.) — *Ann. de ch. et de ph.* 26. 185. — *Philos. Mag.* 35. 422.
[8] MATTEUCCI. *Inst.* N. 609. p. 315. — *Arch. de l'Électr.* 5. 389.
[9] GUILLEMAIN. **Comptes rend.* V. 22. p. 264. (9 Fevr. 1846) et p. 432. (4 Mars 1846.) — *Inst.* N. 632. p. 50. — *Arch. d. scc. ph. et nat.* 1. 191. — Sowie
[10] WERTHEIM. *Pogg. Ann. Ergänzungsband 2. S. 99. (1848.) — Aus den *Ann. de ch. et de ph.* [3.] 12. 610. (1844.)
[11] Vergl. WERTHEIM's Untersuchungen in *Pogg. Ann. Erg. 2. 23. (1848.) — Aus *Ann. de ch. et de ph.* [3.] 12. 385. (1844.)
[12] WERTHEIM. *Pogg. Ann. 68. 140. (1846.) — **Comptes rend.* 22. 336. (23 Fevr. 1846.)
[13] WERTHEIM. *Pogg. Ann. 77. 43. (1849.) — Aus *Ann. de ch. et de ph.* [3.] 23. 302. — *Comptes rend.* 26. 505. — *Inst.* N. 749. — *Quesn. rev. sc.* 33. 119. — *Arch. des scc. ph. et nat.* 8. 206.
[14] JOULE. *Philos. Mag.* [3.] V. 30. p. 76 et 225. (Febr. u. Apr. 1847.) — Auszugsweise in *Arch. des scc. ph. et nat.* V. 4. p. 398 et V. 5. p. 51.
[15] MATTEUCCI. *Arch. des scc. ph. et nat.* 14. 37. — *Ann. de ch. et de ph.* [3.] 28. 499.
[16] WARTMANN. Note in **Comptes rend.* 22. 544. (1846.) — *Philos. Mag.* [3.] 28. 544. — *Arch. des scc. ph. et nat.* 1. 419. — *Inst.* N. 660. — *Bulletin de Bruxelles.* V. 13. p. 1 et 320. — Anzeige in Berliner Monatsber. Jahr 1846. S. 111.
[17] JANNIAR. *Comptes rend.* 23. 319. (1846.) — *Inst.* N. 658. — *Arch. des scc. ph. et nat.* 2. 394.
[18] UNDERWOOD. *Arch. des scc. ph. et nat.* 4. 182. — *Electr. Mag.* Oct. 1846.
[19] GROVE. *Pogg. Ann. 78. 567. (1849.) — Aus den *Procedings of the Royal soc.*
[20] MAGGI. *Arch. des scc. ph. et nat.* 14. 132.
[21] DE LA RIVE. *Arch. des scc. ph. et nat.* 9. 265.

Dritter Abschnitt.

Wechselwirkung galvanischer Ströme (Elektrodynamik).

§. 23. Anziehung und Abstossung galvanischer Ströme.

Die bekannten Erscheinungen der Anziehung und Abstossung, welche die statische Elektricität charakterisiren, sind sofort spurlos verschwunden, sobald sich die freien Elektricitäten mit gleichgrossen Mengen freier Elektricität von entgegengesetzter Natur zu dem neutralen oder nullelektrischen Zustand ausgeglichen haben. Nachdem nun VOLTA nachgewiesen hatte, dass an beiden Polenden seiner ungeschlossenen Säule eine gleichgrosse Spannung der entgegengesetzten Elektricitäten auftrete, und dass diese Spannung verschwinde, sobald die Säule geschlossen, beide Polenden also mit einem Leiter in Verbindung gesetzt würden: so sah man in der geschlossenen Säule nur einen Act der Ausgleichung gleicher Mengen von Elektricität mit entgegengesetzten Eigenschaften. Dieser Anschauung zufolge musste eine Vernichtung der Eigenschaften, ein Gleichgewichtszustand entstehen. Und da jeder Eigenschaft der einen Elektricität eine gleiche und entgegengesetzte der andern Elektricität entspricht, so musste jener Gleichgewichtszustand eigenschaftslos sein, es musste der nullelektrische Zustand resultiren. Die Wirkungen, welche der Strom auf seiner Bahn zeigt, das Auftreten von Wärme, von Licht, von chemischer Zersetzung, wurden entweder als unmittelbare Eigenschaften der sich ausgleichenden Elektricität angesehen oder erklärten sich durch eine unvollkommene Schliessung, also eine Ansammlung freier Elektricität beim Ueber-

gang aus einem Querschnitt der geschlossenen Säule in den andern. Bedenkt man jedoch, dass der galvanische Strom ein Process beständiger Vertheilung und Wiederausgleichung entgegengesetzter Elektricitäten in jedem Querschnitt der geschlossenen Kette ist, so kann ein Gleichgewichtszustand nicht entstehen. Es müssen vielmehr durch dieses stets gestörte Bestreben der Ausgleichung neue Eigenschaften erzeugt werden, deren eine von OERSTED entdeckt wurde.

Sofort nach OERSTED's Entdeckung vermuthete AMPÈRE, dass, wenn ein jeder Strom auf den Magneten reagirt, die Ströme auch unter einander nicht ohne Wechselwirkung sein würden. Er construirte Vorrichtungen, in denen ein Theil des Schliessungsdrathes sich möglichst leicht bewegen konnte, ohne dabei den Strom zu unterbrechen; dann hielt er dem beweglichen Drath einen andern vom Strome durchflossenen Leiter gegenüber und entdeckte so die fundamentale Thatsache, dass gleichgerichtete parallele Ströme sich gegenseitig anziehen, entgegengesetzt gerichtete parallele Ströme sich gegenseitig abstossen. Eine Fülle neuer Erscheinungen ergab sich als unmittelbare Folge dieses Fundamentalsatzes. Wirken Ströme auf einander, die sich in zwei parallelen Ebenen bewegen, so streben sie darnach, eine gleiche Richtung anzunehmen. Ist die auf beiden Strömen senkrechte Verbindungslinie gleichzeitig die Drehungsaxe des einen, so stellt er sich dem andern parallel, wo nicht, so nimmt er eine andere Gleichgewichtslage an. Liegt ein Strom blos auf einer Seite eines andern und ist sein Leiter sich selbst parallel beweglich, so wird er vom andern stromaufwärts gezogen, wenn er sich demselben zubewegt, stromabwärts, wenn er sich von ihm fortbewegt. Ist der letztere Leiter um eine Axe beweglich, welche durch eines seiner Enden geht, so vollführt er continuirliche Rotationen. Bewegen sich zwei Ströme gleichzeitig nach einem Winkel hin oder von dem Winkel fort, so ziehen sie sich gegenseitig an; bewegt sich aber einer dem Winkel zu, der andere von demselben fort, so stossen sie sich ab. Ja, die Abstossung findet sogar statt, wenn beide Ströme in derselben Richtung und in derselben geraden Linie sich bewegen, und die Anziehung, wenn beide sich in denselben Geraden, aber nach entgegensesetzter Richtung bewegen.

Eine weitere Entwickelung der Erscheinungen, zu denen jener Fundamentalsatz theils unmittelbar theils mittelbar führte, allgemein also die Lehre von der gegenseitigen Fernewirkung zwischen galvanischen Strömen giebt die Elektrodynamik. Schon aus den hier angeführten Beispielen leuchtet zur Genüge ein, dass die gegenseitigen Fernewirkungen galvanischer Ströme vollkommen verschieden sind von denen, welche für die statische Elektricität beobachtet werden.

I. Zur Anstellung sämmtlicher elektrodynamischer Versuche construirte AMPÈRE [1] einen grossen Apparat, in welchem die im Folgenden und in Abschnitt 1, §. 3, aufgeführten Gestelle, Leiter und Stromwender zusammengestellt wurden. Abgesehen von der zu grossen Complication und Unbehülflichkeit derselben — denn seine Länge beträgt beiläufig $1\frac{1}{2}$ Meter und seine Höhe ebenso viel — ist er auch darum unzweckmässig, weil die durch ihn darzustellenden Erscheinungen noch geraume Zeit des Abschlusses ermangeln werden. Aus diesem Grunde fand es sogar AMPÈRE schon selbst für nöthig, den Apparat mehrfach abzuändern und zu verbessern. So kommt es, dass derselbe sich nur noch in den grössern physikalischen Sammlungen

als historische Reliquie, und auch in diesen meist nicht mehr in seiner ursprünglichen Gestalt vorfindet. Seine nähere Beschreibung mag daher übergangen werden. — Bequemer ist es, sich der gesonderten Vorrichtungen zu bedienen, welche in Abschnitt 1, §. 3, beschrieben wurden, und diese für das jedesmalige Bedürfniss zusammenzustellen, wie demnächst gezeigt werden mag.

Zwei galvanische Ströme, die parallel zu einander fliessen, ziehen einander an, wenn sie in derselben, sie stossen sich ab, wenn sie in entgegengesetzter Richtung fliessen. Diese von AMPÈRE[2] zuerst nachgewiesene Thatsache lässt sich durch folgende Mittel experimentell wiederholen. Es wird nach Art der *Fig. 97* ein Kupferdrath von etwa 1 Millimeter Durchmesser in die Form *rabcdes* gebogen, und an der Kreuzungsstelle wird der Drath mit Seide so umwunden, dass sich beide Theile nicht metallisch berühren, und beide Enden *r* und *s* werden mit senkrecht nach abwärts gehenden Stahlspitzen versehen. Hängt man diesen Drath in die mit Quecksilber gefüllten Näpfchen *r* und *s* der *Fig. 4* mit der Vorsicht, dass blos die Stahlspitze *s* auf dem Boden des gleichbezeichneten Näpfchens aufruht, während die Spitze *r* die Quecksilberoberfläche des andern Näpfchens nur berührt, und verbindet man alsdann die Zuleitungsgefässe *m* und *n* mit den Poldräthen der Kette, so werden die beiden verticalen Theile des beweglichen Drathes von den verticalen Theilen des festen Drathes angezogen, sodass ersterer nach einigen pendelnden Bewegungen in der Lage der Figur stehen bleibt.

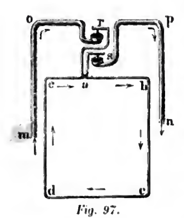


Fig. 97.

Verfolgt man den Strom, so zeigt sich, dass derselbe in den benachbarten verticalen Theilen des festen und des beweglichen Drathes gleichgerichtet ist. Tritt der Strom in *m* ein und in *n* aus, so hat er im Apparat die Richtung der beigezeichneten Pfeile. Eine Umkehr der Stromesrichtung in beiden Dräthen ändert die Erscheinung nicht. — Der andere Theil des an die Spitze gestellten Satzes wird mit Hülfe des Drathes *rabcdes* in *Fig. 98* erwiesen. Derselbe unterscheidet sich von dem vorigen dadurch, dass die beiden Drathenden sich bei *a* nicht kreuzen. Die Ströme in den einander benachbarten Theilen des festen und des beweglichen Leiters haben jetzt bei paralleler Stellung entgegengesetzte Richtung und der bewegliche Leiter wird von dem festen abgestossen. Der bewegliche Leiter würde sich um 180° drehen und dann eine stabile Gleichgewichtslage wegen der gleichen Richtung der parallelen Ströme finden, wenn nicht die Art der Aufhängung ein mechanisches Hinderniss entgegensetzte. Eine Umkehr des Stromes in der ganzen Vorrichtung ändert auch hier die Erscheinung nicht wesentlich.

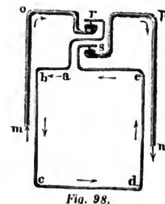


Fig. 98.

Die Anziehung gleichgerichteter paralleler Ströme lässt sich nach ROGET[3] auch dadurch nachweisen, dass man, wie in *Fig. 99*, eine schlaffe Kupferdrathspirale mit einem Ende etwa in das Näpfchen *r* des Apparates der *Fig. 6* einhängt, und mit dem andern Ende derselben die Quecksilberoberfläche des herabgeschraubten Näpfchens *s* berühren lässt. Sobald man die Kette durch die Zuleitungsgefässe *m* und *n* schliesst, zieht sich die Spirale infolge des sich selbst parallel und gleichgerichtet in ihren Windungen verlaufenden Stromes zusammen, es hebt sich die Spitze *s* aus dem Quecksilber, wodurch die Kette sich öffnet, die Spirale verlängert sich infolge dessen wieder, und der Strom wird wiederum geschlossen, um das Spiel der abwechselnden Verkürzung und Verlängerung von neuem zu beginnen.

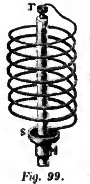
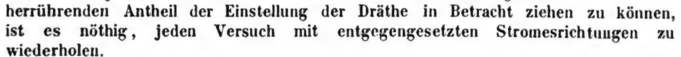


Fig. 99.

Anziehung und Abstossung lässt sich ebenfalls nach Roget [4] durch das Goldblattgalvanoskop *Fig. 100* nachweisen. Ein Streifchen Buchbindergold ist zwischen zwei Metallzangen schlaff eingeklemmt und zum Schutz mit einer Glasröhre umgeben. Lässt man einen sehr schwachen Strom durch das vertical gehaltene Goldblatt gehen und nähert es einem Drathe parallel an, durch welchen ein starker Strom sich bewegt, so wird es gebogen. Es kehrt dem Drathe die convexe Seite zu, wenn sein Strom dem des Drathes gleichgerichtet ist, die concave dagegen, wenn beide Ströme entgegengesetzte Richtung haben.

Fig. 100.

Wie später gezeigt werden wird, übt der Erdmagnetismus eine Richtkraft auf die beweglichen Dräthe aus. Nothwendigerweise muss aber die davon abhängige Wirkung mit der Richtung des Stromes in dem beweglichen Drathe sich ändern, während, wenn der Strom in dem festen Drath ebenfalls umgelegt wird, die Einwirkung dieses auf den erstern ungeändert bleibt. Um daher den vom Erdmagnetismus herrührenden Antheil der Einstellung der Dräthe in Betracht ziehen zu können, ist es nöthig, jeden Versuch mit entgegengesetzten Stromesrichtungen zu wiederholen.



Besser ist es immerhin, den Einfluss des Erdmagnetismus gänzlich zu eliminiren, und das geschieht nach Ampère's Angabe am leichtesten durch sogenannte astatische Dräthe. Dieselben sind derart aus zwei der früher beschriebenen beweglichen Leiter zusammengesetzt, dass in gleichen Abständen von der Drehungsaxe sich stets Ströme von gleichem und entgegengesetztem Einstellungsvermögen befinden. Diese Leiter lassen sich auf die Form einer liegenden oder stehenden 8 zurückführen. In *Fig. 101* ist ein astatischer Leiter *rabcdefgs* zum Nachweis der in Rede stehenden Anziehungen und Abstossungen dargestellt, so zwar, dass er auf das Stativ der *Fig. 5* aufgesetzt werden kann. Seine Construction ist in der Zeichnung aus der Aufeinanderfolge der Buchstaben, sowie aus den beigesetzten Pfeilen, welche die Stromesrichtung andeuten, ersichtlich. Im vorliegenden Falle werden beide Hälften des astatischen Leiters ein gleich grosses Bestreben haben, sich nach Westen einzustellen; beide heben also diese ihre Wirkung gegenseitig auf. Mit leicht zu ermessenden Modificationen ist dieser bewegliche Leiter auch für das Stativ, *Fig. 6*, brauchbar. Beide Stative üben für sich keinen richtenden Einfluss auf den beweglichen Leiter aus, wie noch näher erörtert werden wird. Hält man nun den beweglichen Leiter einem festen Leiter *kl* entgegen, so wird er angezogen, wenn sich im letztern der Strom wie in *fg* von unten nach oben bewegt; er wird aber abgestossen, wenn im festen Leiter die Stromesrichtung von oben nach unten geht.

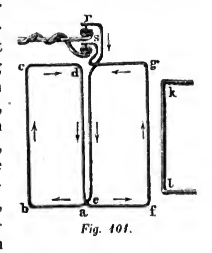


Fig. 101.

Noch verdient erwähnt zu werden, dass man nach dem Vorgange Pinaud's [5] die beweglichen Leiter auch unmittelbar mit de la Rive's schwimmender Kette (vergleiche die *Figg. 50—52*) verbinden, und ihnen einen festen Leiter in beliebiger Richtung entgegen halten kann.

II. Mit dem vorigen im nächsten Zusammenhange steht der zweite von Ampere aufgestellte Satz: Können zwei nahe bei einander befindliche Stromleiter sich blos in parallelen Ebenen um eine zu denselben senkrechte Axe drehen, so strebt einer den andern in eine solche Lage zu bringen, dass beide Ströme parallel und in demselben Sinne fliessen. Der Nachweis hiervon lässt sich durch den beweglichen astatischen Leiter *rabcdefghs* der *Fig. 102* (S. 210) führen, welcher so dargestellt ist, dass er auf das Stativ *Fig. 6*,

welches demnächst stets in Anwendung gebracht werden mag, aufgesetzt werden kann. Zur grössern Haltbarkeit können die Enden *r* und *s* durch ein Holz- oder

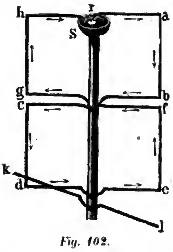
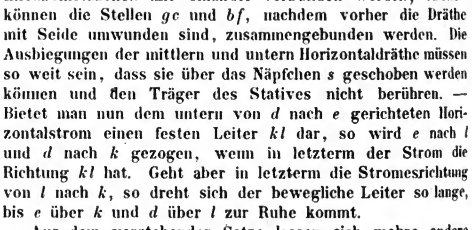


Fig. 102.



Elfenbeinstäbchen mit einander verbunden werden; ebenso können die Stellen *gc* und *bf*, nachdem vorher die Dräthe mit Seide umwunden sind, zusammengebunden werden. Die Ausbiegungen der mittlern und untern Horizontaldräthe müssen so weit sein, dass sie über das Näpfchen *s* geschoben werden können und den Träger des Statives nicht berühren. — Bietet man nun dem untern von *d* nach *e* gerichteten Horizontalstrom einen festen Leiter *kl* dar, so wird *e* nach *l* und *d* nach *k* gezogen, wenn in letzterm der Strom die Richtung *kl* hat. Geht aber in letzterm die Stromesrichtung von *l* nach *k*, so dreht sich der bewegliche Leiter so lange, bis *e* über *k* und *d* über *l* zur Ruhe kommt.

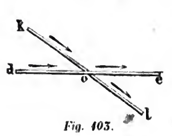


Fig. 103.

Aus dem vorstehenden Satze lassen sich mehre andere von allgemeiner Bedeutung ableiten. Stellen die Linien *de* und *kl* der *Fig. 103* die in der vorhergehenden Figur gleichbezeichneten Ströme in Horizontalprojection dar, so ist nach dem Vorigen ersichtlich, dass, wenn die Ströme in der Richtung der beigesetzten Pfeile verlaufen, die Stromhälfte *oe* von der Hälfte *ol* angezogen, von *ok* abgestossen wird. Ebenso wird *od* von *ok* angezogen, von *ol* aber zurückgestossen. Das Resultat dieser vier Wechselwirkungen ist die beobachtete Drehung von *de* in die Lage *kl*. Es lässt sich aber auch das analoge Verhalten nachweisen, wenn die Ströme sich nicht kreuzen, sondern blos, wie *oe* und *ol* in *Fig. 104*, bis zu dem Scheitelpunkte des Winkels verlaufen, um welchen sich einer oder beide Ströme drehen können. Haben beide Ströme die Richtung der Pfeile, oder beide die entgegengesetzte Richtung, dann findet Anziehung statt. Hat einer von beiden dagegen die entgegengesetzte Richtung, dann stossen sie sich ab. Die experimentelle Darstellung geschieht durch den beweglichen Leiter *rabcdefgs* der *Fig. 105*, welchem ein fester Leiter *ol* dargeboten wird. Der bewegliche Leiter ist astatisch und bei *p* mit einem Gegengewichte versehen. Wird *k* mit dem Zinkpol und *n* mit dem Kupferpole verbunden, dann hat der Strom die Richtung der Pfeile, und es findet Anziehung statt. Wird aber *m* mit dem Kupferpole verbunden und der Zuleitungsdrath zum festen Leiter in *n* eingesetzt, dann ändert sich der Strom im beweglichen Leiter, und dieser wird abgestossen. Befindet sich vor diesem ganzen Systeme ein Commutator in der Kette, so verbleibt beim Umlegen desselben im ersten Falle die Anziehung, im letzten die Abstossung. Sollten bei der hier gewählten Anordnung die Erscheinungen nicht deutlich hervortreten, so kann man sich in diesem und ähnlichen Fällen eines festen Leiters bedienen, der aus einem längern, nach Art eines Multiplicators mehrfach gewundenen Drathe besteht. Das hier gewonnene Ergebniss lässt sich in folgenden allgemeinen Satz zusammenfassen: Bewegen sich die galvanischen Ströme zweier in einem Winkel gegen einander stossender Leiter beide vom Scheitel desselben abwärts oder beide nach dem Scheitel zu, so findet Anziehung statt; die Ströme stossen sich aber ab, wenn einer von beiden dem Scheitel zufliesst, der andere sich von ihm fortbewegt [6].

Fig. 104.

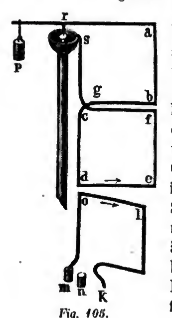


Fig. 105.

III. Dieser Satz gilt für beliebig gegen einander geneigte Leiter, also auch, wenn der Winkel wie *eol* in *Fig. 106* ein stumpfer, ja sogar wenn er wie *e'ol* ein gerader wird. Und hieraus geht der für das Folgende wichtige Satz hervor, dass zwei Ströme, welche in derselben Richtung fliessen, sich abstossen. AMPÈRE wurde auf diese Thatsache aufmerksam, als er die gegenseitige Wirkung zweier unendlich kleiner Ströme der Rechnung unterwarf. In Gemeinschaft mit A. DE LA RIVE [7] wies er dieselbe durch folgendes Experiment nach. Es sind *lm* und *mn* in *Fig. 107* zwei etwa 25 Centimeter lange Holzklötzchen, welche auf der obern Seite mit flachen Rinnen zur Aufnahme von Quecksilber versehen werden. Auf dem Quecksilber schwimmt ein mit Seide übersponnener und gefirnisster Kupferdrath *eoc*, der durch die Biegung bei *o* die Scheidewand der Rinnen überbrückt und blos durch zwei in *e* und *c* angelöthete Platinspitzen mit dem Quecksilber in metallischer Berührung steht. Führt man die Poldräthe *k* und *z* einer grossplattigen Kette in beide Rinnen ein, so wird der schwimmende Drath zurückgestossen, und zwar sowohl infolge des Stromes, welcher von *k* aus durch das Quecksilber in *e* eintritt, als auch infolge desjenigen, welcher bei *c* den Drath verlässt und durch das Quecksilber nach *z* zurückfliesst. — Eine Unbequemlichkeit bei Anstellung dieses Versuches besteht darin, dass der Drath infolge der Capillarwirkung sich an die Wände der Rinnen anzulegen strebt, und dann die Stromkraft nicht hinreicht, ihn aus der Stelle zu rücken. Diesem Uebelstande begegnet man durch Anbinden von ungedrehten Coconfäden *ea*, *ap*, *qb* und *bc*, die dann von *a* und *b* aus etwa 1 Meter weit fortgeführt und in geeigneter Weise nur so stark gespannt werden, dass der Drath auf der Mitte des Quecksilbers beharrt.

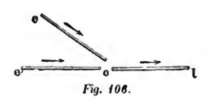


Fig. 106.

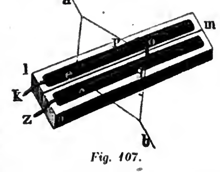


Fig. 107.

Es scheint, als ob dieser Versuch überhaupt nur selten wiederholt worden wäre; denn nirgends findet sich eine Beschreibung der Umkehr desselben, nämlich der Erscheinung, welche statthat, wenn die Poldräthe der Kette auf der Seite *m* in die Rinnen eingetaucht werden, wenn also der Strom im Quecksilber die entgegengesetzte Richtung hat als der Strom im beweglichen Drathe. Werden die Poldräthe zwischen *o* und *ec* in das Quecksilber getaucht, so wird der Drath in der Richtung *eco* bewegt, es ziehen sich also Ströme, welche in derselben geraden Linie nach entgegengesetzter Richtung fliessen, gegenseitig an. AMPÈRE [8] hat schon aus theoretischen Gründen diese Erscheinung vermuthet, und am 10. Juni 1822 der Akademie zu Paris Mittheilung davon gemacht, aber, wie es scheint, sie nicht experimentell dargestellt. — Taucht man aber die Poldräthe bei *m* in die Quecksilberrinnen, so wird der bewegliche Drath in der Richtung *oec* abgestossen, freilich mit weit geringerer Kraft, als wenn die Dräthe wie im ersten Versuche bei *ln* zum Quecksilber geführt werden. In dem jetzigen Falle wird nämlich die Kraft, welche den Drath in der Richtung *om* treiben sollte, überwogen durch die Einwirkung der Ströme in den Rinnen auf den Strom, welcher in der Biegung bei *o* einerseits auf-, andererseits absteigt, und welche, wie die folgende Nummer nachweisst, dem Einflusse der parallelen Ströme entgegen wirkt.

Aus der Abstossung, welche verschiedene Theile desselben Stromes auf einander ausüben, erklärt sich folgender Versuch H. DAVY's [9]. In eine Porzellanschale wurden von unten zwei Kupferdräthe oder mit Quecksilber gefüllte heberförmige und an beiden Enden offene Glasröhren eingeführt und diese mit Wachs so umkleidet, dass nur die polirten Spitzen frei blieben. Dann wurde die Schale so weit mit Quecksilber angefüllt, das es $^1/_{10}$ bis $^1/_{12}$ Zoll über den Drathenden stand. Ging

nun ein kräftiger Strom durch die Dräthe, so erhob sich das Quecksilber in Form von Kegeln über deren Enden, und gleichzeitig bewegten sich Wellen von diesen Kegeln nach allen Richtungen abseits, während nur die Stellen in der Mitte zwischen den Drathenden ohne Bewegung blieben. Dräthe von verschiedenen Substanzen verhielten sich gleich, und geschmolzenes Zinn verhielt sich wie das Quecksilber. Ein empfindliches Thermometer gab auf den Kegeln keine besondere Temperaturerhöhung zu erkennen. Eisenfeile oder leichte Pulver, auf das Quecksilber gestreut, blieben auf den Gipfeln der Kegel liegen; erstere ordneten sich nur in Linien senkrecht zur Verbindungslinie beider Drathenden.

In der Absicht, zu untersuchen, ob die Stromesrichtung in einem Leiter von Einfluss auf dessen Gewicht sei, hing Faraday[10] einen horizontalen Kupferdrath an einer Wage auf, und tauchte dessen amalgamirte Enden in zwei Quecksilbergefässe. Wurde durch diese Vorrichtung eine Säule geschlossen, so hob sich der Drath aus dem Quecksilber, gleichviel welche Richtung der Strom hatte. Die Erklärung ergiebt sich aus der Abstossung gleichgerichteter Ströme ebenso wie die Erklärung des Folgenden.

Lenz[11] beobachtete an einer in sich selbst geschlossenen wollaston'schen Batterie, deren jedes Element 6 Quadratfuss Zinkoberfläche besass, im Moment ihrer höchsten Wirksamkeit eine so starke Abstossung der Stromtheile, dass die kupfernen Verbindungsdräthe von $3\frac{1}{2}$ Zoll Länge und $13\frac{1}{2}$ Gramm Gewicht aus den Quecksilbergefässen geschleudert wurden.

IV. Auf das erörterte Verhalten der Winkelströme lässt sich auch zurückführen, dass ein begrenzter Leiter, welcher sich nur parallel zu sich selbst bewegen kann, von einem unbegrenzten, gegen welchen er unter einem Winkel geneigt ist, der im letztern statthabenden Stromesrichtung entgegen bewegt wird, sobald im begrenzten Leiter der Strom nach dem unbegrenzten hinfliesst; dass er aber im Sinne der Stromesrichtung des unbegrenzten Leiters bewegt wird, sobald sein Strom von dem unbegrenzten Leiter abwärts fliesst. Unter einem begrenzten Strome (*courant défini*) versteht Ampère einen Strom, welcher ganz auf der einen Seite eines andern liegt; ein unbegrenzter Strom ist demnach ein solcher, der sich zu beiden Seiten eines andern bewegt. Ist in *Fig. 108* *eo* ein begrenzter und *kl* ein unbegrenzter Strom, deren Richtungen denen der beigesetzten Pfeile entsprechen, so stösst der Theil *ol* des letztern den erstern ab, etwa in der Richtung und mit der Kraft der Linie *ac*, indem der eine von *o* abwärts, der andere nach *o* hinfliesst. Andererseits zieht aber der Theil *ok* den Strom *oe* an, etwa mit der Kraft und in der Richtung der Linie *ad*. In Wahrheit wird sich also *oe* in der Richtung und mit der Kraft des Pfeiles *ab*, d. i. der Resultante aus den beiden Winkelkräften *ac* und *ad* bewegen, also der Stromesrichtung im unbegrenzten Leiter entgegen. — Ist der Winkel, den beide Ströme mit einander machen, ein rechter, dann geht der Bewegungsantrieb parallel zum unbegrenzten Leiter. Ist jener Winkel aber ein schiefer, so lässt sich leicht erkennen, dass der Bewegungsantrieb je nach der Stromesrichtung sich dem unbegrenzten Leiter entweder ab- oder zuneigt, und dass somit durch äussere Kräfte die Richtung des begrenzten Leiters gewahrt werden muss. — Das so erörterte Verhalten lässt sich direct nach Anleitung der *Fig. 109* experimentell nachweisen. Ein mit abwärts gebogenen

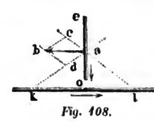


Fig. 108.

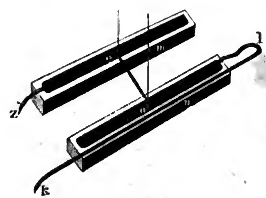


Fig. 109.

Platinspitzen versehener Kupferdrath *eo* wird an zwei möglichst langen Coconfäden etwa an der Zimmerdecke aufgehangen. Die beiden schon früher benutzten Quecksilberrinnen *m* und *n* werden zu seiner Richtung senkrecht so aufgestellt, dass die Platinspitzen in das Quecksilber tauchen. Ein mit dem einen Pole der galvanischen Kette verbundener Leiter *kl* wird an der einen Rinne vorübergeführt und rückwärts gebogen in das Quecksilber derselben getaucht. Durch Einlegen des andern Poldrathes *z* in die Rinne *m* wird der Strom geschlossen, und man beobachtet einen Bewegungsantrieb des begrenzten Leiters in der Richtung *ol*. Wird das Drathende *l* nach der Rinne *m* hinübergebogen und *z* in die Rinne *n* getaucht, dann bewegt sich der begrenzte Leiter in der Richtung *ok*.

V. Ist der begrenzte Leiter um eines seiner Enden im Kreise beweglich, und wird in der Ebene seiner Bewegung ihm ein geradliniger unbegrenzter Leiter dargeboten, so zwar, dass der letztere ganz ausserhalb des Kreises liegt, so wird der erstere in continuirliche Rotation versetzt. Fliesst der Strom des begrenzten Leiters vom Centrum nach der Peripherie, so rotirt derselbe so, dass er, dem unbegrenzten Strome zunächst, sich diesem entgegen bewegt. Mit der Stromesrichtung im erstern ändert sich auch der Sinn der Rotation. Ist nämlich *e* in *Fig. 110* der Drehungsmittelpunkt des Leiters *eo*, dessen Strom sich gegen die Peripherie bewegt, und wird ihm ein geradliniger von *k* nach *l* fliessender Strom entgegengehalten, so erhält *eo* einen Bewegungsantrieb nach der Lage eo_1 hin; dort angekommen, erleidet dieser Strom eine Abstossung in die Lage eo_2; hier fliesst er vom unbegrenzten abwärts, und der Bewegungsantrieb geschieht somit in der Richtung des letztern, also nach eo_3; der nun parallel und gleichgerichtete Strom wird angezogen und somit in die Lage *eo* gebracht, um den zweiten Umlauf zu beginnen. Unter den gewöhnlichen Umständen ist die Beschleunigung in *eo* die grösste, in eo_2 die geringste. Dagegen ist das Drehungsmoment des begrenzten Leiters in allen Lagen gleichgross, wenn der unbegrenzte unendlich weit entfernt ist.

Fig. 110.

Voraussichtlich wird der drehende Leiter gleichförmig und stets mit der grössten Kraft beschleunigt, wenn der Strom *kl* sich in einem zur Bewegung concentrischen Kreis um $o\ o_3\ o_2\ o_1$ biegt.

Um diese Rotationen darzustellen, kann man sich eines Statives wie *Fig.* 7 bedienen, dem man als geraden Leiter einen auf einem grossen vierkantigen Rahmen mehrfach aufgewundenen Drath entgegenhält, oder welches man in einen mit Drath umwundenen Reifen concentrisch einsetzt, für den Fall, dass man sich eines Kreisstromes bedienen will.

Dass auch verticale, auf die Peripherie eines horizontalen Kreisstromes herabgehende und um die Axe des letztern bewegliche Ströme continuirliche Rotationen vollführen, erklärt sich nach dem Vorigen leicht und lässt sich durch die Vorrichtung der *Fig. 111* nachweisen. In dem Ständer der *Fig. 6* lässt man den Strom auf- (oder abwärts) steigen. Derselbe geht alsdann durch den auf dem Näpfchen *r* schwebenden beweglichen Leiter in beiden Schenkeln *ab* und *a'b'* abwärts zu einer kreisförmigen Quecksilberrinne *gh*. Um letztern ist der mehrfach aufgewundene kreisförmige feste Leiter *kl* concentrisch gelegt.

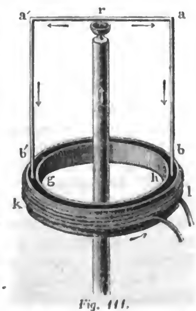


Fig. 111.

Da diese und andere continuirliche Rotationen im nächsten Abschnitt im Zusammenhange behandelt werden sollen, mag hier eine weitere Ausführung derselben über-

gangen werden. Aus der gewonnenen Anschauung lassen sich aber noch ein paar neue Gleichgewichtslagen ableiten.

VI. Befindet sich die Rotationsaxe des begrenzten Leiters *eo* in *Fig. 112* und *113* in der Mitte desselben, sodass der Strom in einer Hälfte sich der Rotationsaxe zu-, in der andern von derselben fortbewegt, und wird ihm in der Ebene der Rotation ein unbegrenzter Leiter *kl* angenähert, so hat ersterer zwei Gleichgewichtslagen parallel zu letzterm. In eine stabile Gleichgewichtslage *eo* wird er getrieben, wenn sein Strom dem des festen Leiters entgegengeht; eine labile Gleichgewichtslage $eo_{,}$ findet er, wenn beide Ströme gleichgerichtet sind. Dieses Verhalten geht aus der Darstellung der beiden Figuren ohne Weiteres hervor. Es braucht nur hinzugefügt zu werden, dass die ungefiederten Pfeile die Stromesrichtung, die gefiederten die Bewegungsantriebe bezeichnen, und dass letztere in dem Maasse länger dargestellt wurden, als der Bewegungsantrieb ein grösserer ist. — Eine experimentelle Darstellung dieser Fälle gewinnt man, wenn man die Flüssigkeitsrinne der *Fig. 7* an zwei diametral gegenüber befindlichen Stellen durch isolirende Scheidewände abtheilt, in der einen Hälfte den Strom ein-, in der andern austreten lässt, beide durch einen mit seiner Mitte auf der Spitze *m* drehbaren Leiter verbindet, und diesem in der Drehungsebene einen geraden Leiter entgegenhält.

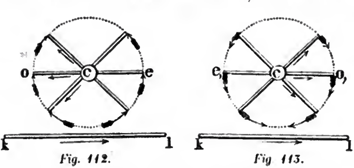


Fig. 112. *Fig. 113.*

Ist der feste Leiter von dem beweglichen unverhältnissmässig weit entfernt, dann werden die auf den Hebel wirkenden Kräfte in jeder Lage gleich und entgegengesetzt und halten den Drath stets im Gleichgewichte.

Befindet sich die Drehungsaxe des beweglichen Leiters *eo* in *Fig. 114* wieder wie früher an dem einen Ende *e* desselben (vergleiche dazu *Fig. 110*), durchschneidet aber der feste Leiter *kl* den von jenem zu beschreibenden Kreis in zwei Punkten ohne die Bewegung desselben zu hemmen, so wird das peripherische Ende des beweglichen Leiters nach entgegengezetzter Richtung angetrieben als das centrale. Da nun das Drehungsmoment der centralen Punkte des letztern kleiner ist, als das der gleichweit von der Durchschnittsstelle abstehenden peripherischen, so wird derselbe im Allgemeinen eine Gleichgewichtslage $eo_{,}$ annehmen, welche sich nach dem Abstande der Drehungsaxe vom festen Leiter richtet, so jedoch, dass der peripherische Theil stets kleiner ist als der centrale. — Geht der feste Leiter durch die Drehungsaxe selbst, so stellt sich der bewegliche demselben parallel.

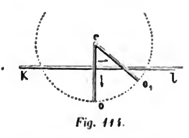


Fig. 114.

Gleich nach Entdeckung der elektrodynamischen Erscheinungen durch Ampère versuchte G. G. Schmidt [12] den Fundamentalsatz, dass gleichgerichtete Ströme sich anziehen, ungleichgerichtete sich abstossen, auch durch Maschinenelektricität nachzuweisen. Da jedoch die Art der Versuche es möglich, sogar wahrscheinlich machen, dass die erzielten Erscheinungen einer Anhäufung von statischer Elektricität zu danken sind, so mag ein weiteres Eingehen unterbleiben. Dahingegen hat Matteucci [13] durch die Elektricität einer armstrong'schen Dampfelektrisirmaschine eine Anziehung gleichlaufender und eine Abstossung entgegenlaufender Ströme erzielt. Die Elektricitätsmenge war so bedeutend, dass durch dieselbe ein Galvanometer von 200 Windungen bei einer Dampfspannung von 2 Atmosphären um 3°, und bei einer Spannung von 4 Atmosphären um 10°, sogar um 27° abgelenkt wurde.

Erman [14] versuchte, noch ehe er Ampère's Experimente kannte, eine Wirkung zweier Schliessungsbogen auf einander nachzuweisen; doch war es ihm nicht gelungen.

Der Name Elektrodynamik wurde der Lehre von der gegenseitigen Fernewirkung galvanischer Ströme durch Ampère gegeben, um die daselbst zu behandelnden Erscheinungen von den elektrostatischen zu trennen. Vergl. hierzu Gilb. Ann. 72. 257. (1822.)

---

[1] Ampère. *Ann. de ch. et de ph.* V. 18. p. 88 et 313. (1821.) Eine Abänderung des Apparates in *Demonferrand Handbuch der dynamischen Elektr., übers. v. Fechner. Leipzig 1826. S. 12. Tafel 1. — Eine Verbesserung des ursprünglichen Apparates, wie er zu den Lehrvorträgen am Collége de France benutzt wurde: *daselbst Tafel 5. S. 203. — Eine weitere Verbesserung und Vereinfachung: *Gehler's ph. W., n. B. 3. 554 ff.; sowie **Ann. de ch. et de ph.* 26. 390. (1824.) — Sehr vereinfacht in *Eisenlohr Lehrb. der Physik. 6. Aufl. 1852. S. 583.

[2] Ampère. **Ann. de ch. et de ph.* V. 15. p. 59 et 170. (1820, Sept. et Oct.) — *Ampère *Recueil etc.* p. 3. — *Gilb. Ann. B. 67. S. 113 u. 127. (1821.) — Ingleichen *Ann. de ch. et de ph.* V. 18. p. 88 et 313. (1821.)

[3] Roget. *Dessen Darstellung des Elektromagnetismus, übers. von Kottenkamp. Stuttgart 1847. S. 137. N. 173.

[4] Roget. *Daselbst S. 136. N. 172.

[5] Pinaud. **Ann. de ch. et de ph.* 57. 204. (1834.) — *Pogg. Ann. 36. 548. (1835.)

[6] Ampère. **Ann. de ch. et de ph.* 20. 63. (Note.) (1822.) — Vergl. de la Rive in *Ampère *Recueil etc.* p. 279.; sowie in **Ann. de ch. et de ph.* 21. 41. (1841.)

[7] Ampère et de la Rive. **Ann. de ch. et de ph.* 20. 420. (1822.) — **Ann. de ch. et de ph.* 21. 46. (1822.) — **Bibl. univ.* 21. p. 29—48. — *Ampère *Recueil etc.* p. 284.

[8] Ampère. *Acad. de Paris*, 10 Juin 1822. — Vergl. de la Rive in *Ampère *Recueil etc.* p. 279. — Ampère fügt an dieser Stelle folgende Note hinzu: „*Cette expérience prouve directement, qu'il y a répulsion entre deux portions de courans électriques dirigés dans le même sens suivant une même droite; mais comme, en renversant le sens d'un des courans sans rien changer à l'autre, l'attraction se change en répulsion et réciproquement, il s'en suit, qu'il y a nécessairement attraction entre deux portions de courans, qui sont dirigées en sens contraire suivant une même droite.*“ Die Thatsache ist also erschlossen und nicht unmittelbar durch den Versuch bestätigt.

[9] H. Davy. **Philos. Transact. f.* 1823. p. 153. — **Ann. de ch. et de ph.* 25. 64. (1824.)

[10] Faraday. *Gilb. Ann. 72. 113. (1822.)

[11] Lenz. *Pogg. Ann. 47. 461. (1839.) Die Beobachtung datirt von 1837 und wurde mitgetheilt aus dem *Bull. scientif. de l'Acad. de Petersb.*

[12] G. G. Schmidt. *Gilb. Ann. 68. 28. (1821.) Giessen, 24. April 1821.

[13] Matteucci. **l'Institut* N. 590. (16 Avr. 1845.) — *Acad. des scc. de Paris.* 14 Avr. 1845.

[14] Erman. Dessen Umrisse zu den physischen Verhältnissen des von Oersted entdeckten elektro-chemischen Magnetismus. Berlin 1821. — Auszüge daraus in *Gilb. Ann. 67. S. 220 u. 382. (1821.); sowie in Schweigger u. Meinecke Journal für Chemie und Physik. 32. 38. (1821.)

§. 24. Formel für die Wechselwirkung zweier Stromelemente.

Nach Kenntnissnahme von der Qualität der Wirkung zweier Stromleiter auf einander wird es Bedürfniss, auch die Quantität der Kraft zu untersuchen, mit welcher sie auf einander wirken. Die Methode, welche vor Entdeckung der Elektrodynamik bei Berechnung der Kräfte — Gravitation, Magnetismus, statische Elektricität — befolgt worden war, konnte bei rechnenden Ermittelungen über das Verhalten der dynamischen Elektricität nicht in Anwendung kommen. Dort konnten die gemessenen Kräfte auf Anziehungsmittelpunkte bezogen werden; die Ergebnisse erlaubten einfache Ausdrücke, und aus diesen hinwiederum konnten Schlüsse auf die Wirkungsweise derjenigen kleinsten Theilchen gezogen werden, die man als Ausgangspunkte der messbaren Kräfte anzusehen hat. Anders bei der dynamischen Elektricität: hier hat man es mit linear ausgedehnten Kraftquellen zu thun, deren Thätigkeit sich nicht unmittelbar auf einen Wirkungsmittelpunkt beziehen lässt. Ampère schlug daher den umgekehrten Weg ein. Aus den beobachteten Erscheinungen bildete er sich Hypothesen über die gegen-

seitige Wirkungsweise kleinster Stromtheilchen. Diese fasste er in eine Formel zusammen, und mit Hülfe unbekannter Coefficienten berechnete er daraus die allgemeine Form für das Verhalten endlicher Stromleiter zu einander. Die so erlangten Ergebnisse verglich er mit messenden Versuchen und gewann dadurch sowohl die Bestätigung der zu Grunde gelegten Annahme, als auch Zahlenwerthe für die willkürlichen Coefficienten.

Bevor jedoch zu den Rechnungen geschritten werden konnte, mussten ein paar allerdings sehr wahrscheinliche Voraussetzungen durch den Versuch bestätigt und daraus erschlossene nähere Folgerungen bewiesen werden. So wahrscheinlich es nämlich auch sein mag, dass zwei gleichstarke aber entgegengesetzt gerichtete Ströme mit gleichen aber entgegengesetzten Kräften auf einen dritten Strom reagiren, so lieferte doch Ampère den experimentellen Beweis dafür, indem er z. B. zeigte, dass zwei nahe an einander liegende und mitsammen beweglich aufgehangene Leiter entgegengesetzt gerichteter Ströme durch einen dritten Stromleiter aus merklicher Entfernung weder angezogen noch abgestossen werden.

Schon eher könnte bezweifelt werden, dass ein in gerader Linie sich bewegender Strom dieselbe Wirkung auf einen merklich entfernten Leiter ausübt als ein gleichstarker Strom, der sich in einer willkürlich gebuchteten, gedrehten oder geknickten Linie bewegt, wenn nur die Biegungen des letztern überhaupt sehr klein und so beschaffen sind, dass ihre Resultante mit jener geraden Linie in Grösse und Richtung zusammenfällt. Ampère wies aber auch diese Thatsache nach, indem er z. B. einen der geradlinigen Leiter des vorigen Versuches durch einen willkürlich geknickten Leiter ersetzte, und beobachtete, dass dadurch jene Gleichgewichtslage keine Aenderungen erfuhr.

Einige aus diesen Versuchen erschlossene Folgerungen hatte Ampère ohne nähern Nachweis gelassen, und dieselben unmittelbar zu seiner Berechnung für die Wechselwirkung endlicher Stromtheile benutzt. Die hierdurch entstandene Lücke füllte Liouville nachträglich aus. Derselbe zeigte nämlich, dass zwei Stromelemente, welche gegen ihre Entfernung von einander als verschwindend klein betrachtet werden können, keine Wirkung auf einander ausüben, wenn sie senkrecht zu einander stehen. Sie üben aber auch dann noch keine gegenseitige Wirkung, wenn das eine in einer Ebene liegt, welche durch die Mitte des andern Elementes geht und auf diesem senkrecht steht. Wenn ferner die Elemente in beliebigen Ebenen liegen, so wirken sie auf einander in der Richtung derjenigen geraden Linie, welche ihre Mitten mit einander verbindet, mögen sie gegen diese Linie geneigt sein wie nur immer möglich.

Nach dem Vorstehenden ist es nun unschwer, eine Formel zu entwickeln, welche die gegenseitige Wirkung zweier beliebig im Raume gelegener unendlich kleiner Theile von galvanischen Leitern darstellt. Seien zu dem Ende $mm_{,}$ und $m'm'_{,}$ in *Fig. 115* die Stromtheile.

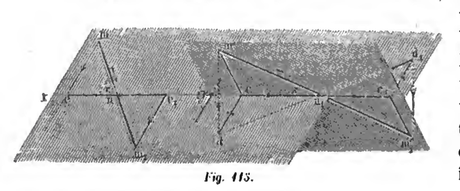


Fig. 115.

deren Wechselwirkung bestimmt werden soll, und sei $nn_{,}$ die Verbindungslinie ihrer Mitten, nach deren Richtung sie auf einander wirken, so ist nach dem Vorigen ersichtlich, dass die Wirkung von $mm_{,}$ dieselbe bleibt, wenn statt seiner der gebrochene Stromleiter $mee_{,}m_{,}$ substituirt wird. Die gebrochene Linie mag so gewählt werden, dass die Theile me und $m_{,}e_{,}$ senkrecht zur Verbindungslinie $nn_{,}$ stehen und der Theil $ee_{,}$ in diese Linie selbst, oder in deren Verlängerung nk fällt. Ebenso kann der kleine Stromtheil $m'm_{,}'$ zerlegt werden in $m'd$, $dd_{,}$ und $d_{,}m_{,}'$, so zwar, dass $dd_{,}$ in diejenige Ebene fällt, in welcher gleichzeitig der erste Stromtheil $mm_{,}$ und die Verbindungslinie $nn_{,}$ liegt, und dass die beiden andern Componenten $m'd$ und $d_{,}m_{,}'$ senkrecht auf dieser Ebene stehen. Wird endlich die Componente $dd_{,}$ abermals zerlegt in dc und $d_{,}c_{,}$, welche senkrecht auf der Verbindungslinie $nn_{,}$ stehen, und in $cc_{,}$, welches in die Verbindungslinie fällt: so würde also unbeschadet der Wirkung nach aussen, statt des geraden Stromtheiles $m'm_{,}'$ der gebrochene Strom $m'dcc_{,}d_{,}m_{,}'$ substituirt werden.

Nun stehen aber die Stromcomponenten $m'd$ und $m_{,}'d_{,}$ senkrecht auf derjenigen Ebene, in welcher die Zerlegungen des Stromelementes $mm_{,}$ stattfand, sie werden also weder auf dieses Element, noch auf eine seiner Componenten eine Wirkung ausüben. Dasselbe gilt von der Wechselwirkung zwischen den Componenten $(me + e_{,}m_{,})$ und $cc_{,}$ sowie zwischen $(dc + c_{,}d_{,})$ und $ee_{,}$; sie ist gleich Null, weil sie senkrecht zu einander stehen. Demnach reducirt sich die Wechselwirkung zwischen $mm_{,}$ und $m'm_{,}'$ auf die Summe der Wirkungen

von $(me + e_{,}m_{,})$ auf $(dc + c_{,}d_{,})$

und

von $ee_{,}$ auf $cc_{,}$,

welche zu ermitteln sind. Unbestritten werden nun diese Wirkungen mit den Stärken i und i' der in den Elementen sich bewegenden Ströme, sowie mit den Längen der wirksamen Antheile derselben wachsen, hingegen mit Vergrösserung des Abstandes der Ströme von einander abnehmen. Und dann wird noch ein Unterschied erwogen werden müssen, ob die wirksamen Componenten parallel zu einander, oder ob sie in derselben Linie liegen.

Um die Längen der wirksamen Componenten zu bestimmen, mag der Winkel zwischen dem Stromelement $m_{,}m_{,}'$ und der Verbindungslinie $n'n$ mit β und der Winkel, welchen $mm_{,}$ mit der Verlängerung nk dieser Linie macht, mit α bezeichnet werden; ingleichen mag γ der Winkel zwischen denjenigen beiden Ebenen sein, welche durch die Verbindungslinie und jedes der beiden Stromelemente gelegt werden können. Ist ferner die Länge des Elementes $mm_{,} = ds$ und die des Elementes $m_{,}m_{,}' = ds'$, dann ist

$$(me + e_{,}m_{,}) = ds \cdot \sin\alpha;\quad (dc + c_{,}d_{,}) = (m'c + c_{,}m_{,}')\cos\gamma$$
$$= ds' \cdot \sin\beta \cdot \cos\gamma$$

und

$$ee_{,} = ds\cos\alpha;\qquad cc_{,} = ds'\cos\beta.$$

Die Wechselwirkung der parallelen Antheile ist demnach dem Product aus den beiden Werthen der obern, und die der in einer Linie liegenden Antheile dem Product aus den Werthen der untern Zeile proportional. — Was ferner den Einfluss der

Entfernung betrifft, so ist es allerdings sehr wahrscheinlich, dass die Wirkung der kleinsten Stromtheilchen, analog andern Kräften, dem Quadrate ihres Abstandes umgekehrt proportional sei. Da jedoch dieses aus dem Bisherigen nicht mit Gewissheit hervorgeht, so mag bis zu spätern Nachweisen noch allgemein die n^{te} Potenz des Abstandes angenommen werden. Wird also der Abstand nn' der Mitten beider Stromtheilchen mit r bezeichnet, so ist ihre oder ihrer Componenten Wechselwirkung der Grösse $\frac{1}{r^n}$ proportional. — Ebenso wenig wie die Potenz des Abstandes ist auch das Verhältniss der gegenseitigen Wirkung zweier Stromelemente aus dem Bisherigen ersichtlich, wenn dieselben einmal parallel zu einander stehen, oder wenn sie in derselben Richtung liegen. Der aus Versuchen zu bestimmende Coefficient mag demnach allgemein mit k bezeichnet werden. Und so ergäbe sich der Ausdruck für die Wechselwirkung von $(me + e_i m_i)$ auf $(dc + c_i d_i)$ als

$$ii' \cdot ds \cdot ds' \cdot \frac{\sin\alpha \sin\beta \cos\gamma}{r^n}$$

und im Vergleich damit die Wirkung von ee_i auf cc_i als

$$k \cdot ii' \cdot ds \cdot ds' \cdot \frac{\cos\alpha \cos\beta}{r^n}.$$

Da aber die Elemente mm_i und $m'm_i'$ mit der Summe dieser Werthe auf einander wirken, so ist das Maass der wirksamen Kraft ausgedrückt durch

$$ii' \cdot ds \cdot ds' \frac{\sin\alpha \sin\beta \cos\gamma + k \cos\alpha \cos\beta}{r^n} \quad \ldots\ldots \quad A).$$

Haben beide Ströme die hier stillschweigend angenommene Richtung, oder haben beide die entgegengesetzte, dann ist das Vorzeichen des entwickelten Ausdruckes positiv, und die Stromelemente ziehen sich an; bekommt aber ein Strom die entgegengesetzte Richtung, sodass $+i$ in $-i$ oder $+i'$ in $-i'$ übergeht, dann erhält die Formel ein negatives Vorzeichen und die Anziehung verwandelt sich in Abstossung.

Die hier gegebene Formel erlaubt keine allgemeine Anwendung. Gehört nämlich eines der beiden betrachteten Stromelemente, etwa ds, einem Stromleiter von endlicher Länge an, so wird, wenn man die Wirkung von ds' auf irgend ein anderes Element jenes Leiters betrachten will, gleichzeitig eine Aenderung des Abstandes r, sowie der Winkel α und β eintreten. Und gehört überdem noch der endliche Stromleiter einer doppelt gekrümmten Curve an, so ändert sich beim Fortschreiten zu einem andern Element auch noch der Winkel γ. Dasselbe findet statt, wenn ds einem endlichen Stromleiter angehört. Eine Abhängigkeit der Werthe r, α, β, γ, ds und ds' von einander ist aber aus der Formel nicht allgemein ersichtlich. Dieselbe bedarf daher einer Umwandlung, und zwar lässt sich zeigen, dass, wenn man drei jener polaren Coordinaten, etwa α, β und γ, als Functionen der drei andern, r, ds und ds', ausdrückt, die Formel A sich verändert in

$$-\,ii' r^{1-k-n} \frac{d r^k \dfrac{dr}{ds'}}{ds}\, ds\, ds' \quad \ldots\ldots\ldots \quad B).$$

Für jetzt mag es genügen, diesen Ausdruck gewonnen zu haben. Seine Bedeutung, sowie die Werthbestimmung der Coefficienten n und k mag den folgenden Paragraphen aufbehalten bleiben.

I. A priori ist nicht zu erweisen, ob nicht etwa der Sinn der Strombewegung einen Einfluss auf die absolute Grösse der Kraft hat, mit welcher zwei Ströme auf einander einwirken. Musste ja doch Oersted sogar nachweisen, dass die magnetische Wirkung des Schliessungsdrathes an allen Stellen seiner Peripherie dieselbe ist (vergl. §. 6, N. II.). Es ist aber in der verschiedenartigsten Weise dargethan worden, und es darf daher als allgemein gelten, dass bei gleicher Neigung zweier Leiter gegen einander und bei gleicher Stromstärke die anziehende Kraft, mit welcher die Ströme bei einer bestimmten Richtung auf einander wirken, ebenso gross ist, als die abstossende, wenn einer der beiden Ströme die entgegengesetzte Richtung bekommt. Der Beweis lässt sich in einem Beispiel für viele dadurch liefern, dass man statt des beweglichen Leiters der *Fig. 97* den Leiter *rabcdefs* der *Fig. 116* in das gewählte Stativ einhängt. Dieser Leiter ist so beschaffen, dass dem abwärts steigenden Strome bc ein aufwärts steigender ef möglichst nahe liegt und nur mit ihm zugleich beweglich ist. Da diese Combination von dem festen Leiter mo des Stativs weder angezogen, noch abgestossen wird, mag die Stromesrichtung im festen oder im beweglichen Leiter sein welche sie wolle, so bestätigt sich der oben ausgesprochene Satz. Hierauf beruht die Einrichtung des in *Fig. 6* dargestellten Stativs. Die Wirkung des in der Axe desselben fliessenden Stromes auf die an ihm aufgehangenen beweglichen Leiter wird durch die entgegengesetzte und gleichgrosse des auf der Oberfläche zurücklaufenden Stromes compensirt.

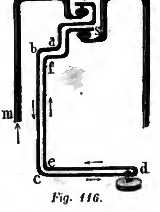


Fig. 116.

II. Die im ersten Abschnitt, §. 6, N. I. gepflogenen Erörterungen über das Verhalten buchtiger und geknickter Leiter gegen die Magnetnadel lassen sich auch für das Verhalten gegen den Strom wiederholen. Namentlich bleibt die gegenseitige Wirkung zweier Stromleiter auf einander dieselbe, wenn man einen von beiden oder beide durch buchtige Leiter ersetzt, welche so beschaffen sind, dass die Resultante aller Biegungen in Richtung und Grösse mit den zuerst benutzten geraden Leitern zusammenfallen, vorausgesetzt, dass durch die Vertauschung die Stromstärke nicht geändert wird. Die Bedeutung dieses fruchtbaren, die Anwendung des Kräfteparallelogrammes unmittelbar gestattenden Satzes erkannte Ampère[2] schon beim ersten Beginn seiner elektrodynamischen Untersuchungen. Der Nachweis desselben lässt sich führen, wenn man den einen der beiden Theile ef oder cb des beweglichen Leiters in *Fig. 116* mit kleinen Biegungen versieht, oder ihn mit Vermeidung metallischer Berührungen um den andern Leiter umherwindet. Der so vorgerichtete bewegliche Leiter wird dann ebenso wenig angezogen oder abgestossen als im vorigen Falle. Und hierauf beruht die Einrichtung des Statives der *Fig. 5*. Ein genauerer Nachweis geschieht aber dadurch, dass man einem beweglichen Leiter, etwa dem fg der *Fig. 101*, von zwei Seiten her einen geraden und einen geknickten Leiter kl und $k'l'$ entgegenhält, so zwar, dass beide von demselben Strome durchflossen werden, und beide abstossend auf den ersten wirken. Der bewegliche Leiter findet alsdann genau in der Mitte zwischen den beiden festen eine stabile Gleichgewichtslage. Die Anordnung dieses Versuches wird aus der *Fig. 117* deutlich.

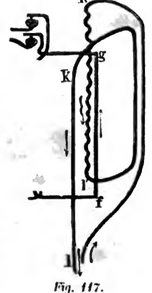


Fig. 117.

III. Im vorigen Paragraphen N. IV. wurde gezeigt, dass wenn ein begrenzter Strom oe der *Fig. 108* senkrecht auf einem unbegrenzten kl steht, der erstere einen zur Richtung des letztern parallelen Bewegungsantrieb erhält ohne angezogen oder abgestossen zu werden. Dasselbe findet auch noch statt, wenn kl von endlicher Länge ist und die Verlängerung von eo in der Mitte von kl einschneidet. Sind jedoch die Ströme in Betracht ihrer Entfernung von einander unverhältnissmässig klein und befindet sich der eine in dem auf der Mitte des andern errichteten Perpendikel, dann äussern dieselben gar keine Wirkung mehr auf einander. In diesem Falle bilden nämlich die beiden Componenten ac und da einen Winkel von 180^0 mit einander, und somit wird die zu kl parallele Resultante $ab = o$.

Diesen Satz hat Liouville [3] noch in folgender Weise erweitert. Ein unendlich kleiner Stromtheil übt auf einen andern unendlich kleinen Stromtheil keine Wirkung aus, wenn der eine sich in einer Ebene befindet, welche auf der Mitte des andern senkrecht steht. Um den Beweis dafür zu geben, mag sich in der Ebene mn der *Fig. 118* ein Stromelement kl befinden, und in der zur Ebene senkrechten Geraden ee' mögen sich die ebenfalls unverhältnissmässig kleinen, aber unter einander gleich langen und gleich starken Stromelemente eo und $e'o'$ bewegen können. Die Stromesrichtung mag in den beiden letztern entgegengesetzt, und die in kl mag so beschaffen sein, dass eo wie $e'o'$ Bewegungsantriebe in der Richtung der Pfeile, also nach der Ebene hin bekommen, was dann der Fall ist, wenn eo und $e'o$, sowie kl gleichzeitig nach dem Winkel hin- oder von dem Winkel fortfliessen, den sie mit einander machen. Die Anziehungen, welche kl auf eo und $e'o'$ ausübt, sind unter einander gleich, wenn die Entfernungen der letztern von dem erstern gleich sind. Letztere üben aber auf kl eine ebenso grosse Anziehung aus als kl auf sie. Folgen nun eo und $e'o'$ den Bewegungsantrieben, so werden ihre Mitten nach einiger Zeit in c angekommen sein, wo ihre Bewegungslinie die Ebene durchschneidet. Befinden sich aber beide Stromelemente in dieser Lage, so wird kl mit der Summe der von ihnen ausgehenden Kraft gegen c angezogen. Beide gleichstarke und gleichlange Stromelemente decken sich aber in dieser Lage, und da beide entgegengesetzte Richtung haben, so ist nach N. I. die Summe ihrer Anziehung gleich Null. Da aber beide Stromelemente auf ab anziehend wirken, so kann ein Nullwerden ihrer Wirkung nur dann statthaben, wenn jede der beiden Wirkungen auf ab für sich gleich Null ist. Sind also eo und $e'o'$ bei ihrer Bewegung mit ihren Mitten in der Ebene mn angekommen, so üben sie keine Wirkung mehr auf das Stromelement kl aus. Bewegen sie sich aber in der vorgeschriebenen Richtung wieder über die Ebene hinaus, dann verwandelt sich die frühere Anziehung gegen kl in Abstossung.

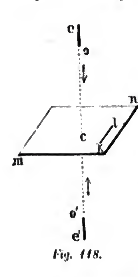


Fig. 118.

IV. Ampère bedurfte ferner zur mathematischen Bestimmung derjenigen Kraft, mit welcher zwei beliebig gelegene Elemente galvanischer Ströme auf einander wirken, der Annahme, dass die Resultante dieser Wirkung die Richtung derjenigen geraden Linie habe, welche die Mitten der Elemente mit einander verbindet. Einen nähern Nachweis dieses Satzes hat Ampère nicht selbst geliefert. Da jedoch Zweifel dagegen erhoben werden können, in Betracht eine Uebertragung desselben auf die Wechselwirkung zwischen Strom und Magnet nicht allgemeine Gültigkeit hat — vergl. erster Abschnitt, §. 7, N. III. — so hat Liouville [3] auch für ihn einen Beweis nachgeholt.

Oersted hatte gezeigt (vergl. §. 6, N. II.), dass die von dem Schliessungsdrath ausgehende Kraft auf jeder Seite desselben gleich ist. Bewegen sich nun

zuvörderst zwei Stromelemente eo und $e'o'$ der *Fig. 119* in derselben geraden Linie eo', so ist durchaus kein Grund vorhanden, warum die zwischen ihnen wirkende Kraft nicht die Richtung der Verbindungslinie co' ihrer Mitten haben, sondern von derselben etwa in der Richtung der Linie aa' abweichen sollte; denn weder die obere Seite des einen, noch die untere Seite des andern Elementes üben eine grössere Wirkung aus als die entgegengesetzten Seiten derselben Elemente.

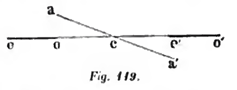


Fig. 119.

Es mögen ferner beide Elemente eo und $e'o'$ der *Fig. 120* in derselben Ebene liegen, gleiche Richtung haben und senkrecht auf der ihre Mitten verbindenden Geraden ii' stehen. Die Stromstärke sei zuvörderst in beiden Elementen gleich und habe die Richtung der beistehenden Pfeile. Hätte nun die Resultante der Wechselwirkung zwischen beiden Elementen nicht die Richtung der Linie ii', so könnte dieselbe eine zur Ebene der Figur verticale Componente haben. Befände sich der Beobachter in b, so würde infolge derselben etwa der rechts von ihm liegende Stromtheil $e'o'$ nach oben, und demzufolge der links von ihm befindliche eo nach unten aus der Ebene der Figur getrieben. Würde demnächst beiden Strömen gleichzeitig die entgegengesetzte Richtung ertheilt, so würde der Beobachter sich nur nach b' zu stellen und nach c zu kehren haben, um die vorige Anschauung zu wiederholen. Dann würde sich eo ihm zur Rechten befinden und nach oben getrieben werden, das zur Linken befindliche $e'o'$ würde aber nach unten gehen. Die Versuche haben aber gezeigt — vergl. §. 23, N. I. —, dass, wenn beide Ströme gleichzeitig die entgegengesetzte Richtung bekommen, ihre Wechselwirkung dieselbe bleibt; es kann also eine zur Ebene der Ströme verticale Componente nicht vorhanden sein. — Es wäre jedoch ferner möglich, dass in der Ebene der Stromelemente selbst eine zur Linie ii' senkrechte Componente existirte, infolge deren eine von ii' abweichende Linie etwa aa' die Wirkungsrichtung der Stromelemente wäre. Könnte diese Annahme gestattet werden, so müsste bei einer gleichzeitigen Umkehr beider Stromesrichtungen $\alpha\alpha'$ die Wirkungsrichtung werden. Beide Linien aa' und $\alpha\alpha'$ müssen aber zusammenfallen in die Linie ii'; denn eine gleichzeitige Umkehr beider Ströme ändert in der Wechselwirkung derselben nichts. Die Verbindungslinie der Mitten beider Stromelemente ist also auch in diesem Falle die Wirkungsrichtung.

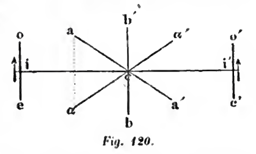


Fig. 120.

Hat einer der Ströme in beiden betrachteten Fällen die $n$fache Stärke des andern, so kann man ihn als aus n Strömen von einfacher Stärke zusammengesetzt denken und für jeden derselben das Gesagte beweisen. Eine Uebertragung des Beweises auf entgegengesetzt gerichtete Ströme ist ebenfalls einfach.

Es wird nun leicht sein, jenen Satz auch für den allgemeinen Fall zu beweisen, für welchen die beiden Stromelemente $mm_{,}$ und $m'm'_{,}$ der *Fig. 121* in zwei verschiedenen Ebenen liegen und ganz beliebige Winkel α und β mit der Verbindungslinie nn' ihrer Mitten machen. — Nach dem in N. II. entwickelten Grundsatze können statt des Stromelementes $mm_{,}$ die Stromelemente me, $ee_{,}$ und $e_{,}m_{,}$ substruirt werden, ohne in der Wirkung nach aussen etwas zu ändern. Diese Zerlegung ist so gewählt, dass $ee_{,}$ in die Verbindungslinie nn' fällt, und me sowie

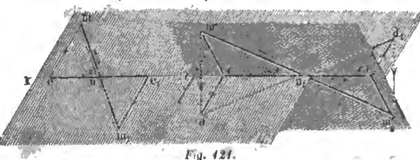


Fig. 121.

$m_, e_,$ senkrecht zu derselben stehen. In ähnlicher Weise kann, ohne die Wirkung zu ändern, das Stromelement $m' m_,'$ in zwei Elemente $m' d$ und $m_,' d_,$ zerlegt werden, welche senkrecht zu derjenigen Ebene stehen, in welcher das erste Stromelement und die Verbindungslinie beider liegen, und in ein anderes $d d_,$, welches in dieser Ebene die Fusspunkte der senkrechten Elemente verbindet. Der letzte Antheil lässt sich wiederum substituiren durch die zur Verbindungslinie senkrechten Componenten dc und $d_, c_,$ und die in dieselbe fallende $c c_,$. Da wir es hier mit unendlich kleinen Strömen zu thun haben, wird sich nichts an der Wirkung nach aussen ändern, wenn wir alle senkrechte Componenten der beiden ursprünglichen Elemente nach den Mitten der letztern mit Beibehaltung ihrer Richtung und Grösse verlegt denken, und somit statt eines jeden Paares daselbst ein Element von doppelter Länge halb auf einer halb auf der andern Seite der Verbindungslinie substituiren. Demgemäss wird nun nach dem in der vorigen Nummer entwickelten Grundsatze das Paar $(m' d + m_,' d_,)$ auf das Paar $(me + m_, e_,)$ sowie auf die Componente $ee_,$ gar keine Wirkung ausüben; denn die beiden letztern liegen in einer Ebene, welche auf der Mitte des erstern Paares senkrecht steht. Ebenso ist keine Wirkung vorhanden zwischen $cc_,$ und dem Paare $(me + e_, m_,)$ sowie zwischen $ee_,$ und dem Paare $(dc + c_, d_,)$, denn immer liegt ersteres in der auf die Mitte des andern gezogenen Senkrechten. Wirksam auf einander sind aber das Paar $(me + m_, e_,)$ und das Paar $(dc + d_, c_,)$. Beide sind einander parallel und beide stehen senkrecht auf der durch ihre Mitte gehenden Verbindungslinie nn'; die Resultante ihrer Wirkung liegt also wie gezeigt in dieser letztern Linie. Und wirksam auf einander sind ferner die Antheile $ee_,$ und $cc_,$. Sie fallen aber mit der Verbindungslinie ihrer Mitten zusammen; die Resultante ihrer Wechselwirkung liegt also ebenfalls in dieser Linie. Und somit wäre erwiesen, was gezeigt werden sollte, dass die Richtung der Wechselwirkung zweier beliebig gegen einander gelegener Stromelemente stets mit der Verbindungslinie ihrer Mitten zusammenfällt.

V. Der im Text entwickelte Ausdruck A für die Wechselwirkung zweier Stromelemente

$$ii' \, ds \, ds' \, \frac{\sin\alpha \sin\beta \cos\gamma + k \cos\alpha \cdot \cos\beta}{r^n} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 1)$$

erlaubt noch eine Vereinfachung durch Einführung des Winkels, welchen die beiden Stromelemente mit einander machen, und welcher mit ε bezeichnet werden mag. Wird nämlich eines der beiden Stromelemente der *Fig. 115*, etwa $n'm'$, parallel zu sich selbst auf der Verbindungslinie $n'n$ so lange verschoben, bis es das andere Stromelement schneidet, dann entsteht die Darstellung der *Fig. 122*. Hier sind nm und nm' die obern Hälften der beiden Stromelemente und nc ist die Richtung der Verbindungslinie. Es sind also die Winkel $mnc = \alpha$, $m'nc = \beta$ und $mnm' = \varepsilon$. Werden ferner in den Stromebenen auf irgend einen Punkt c der Verbindungslinie Perpendikel cf und $cm_,$ errichtet und bis auf die Stromelemente oder deren Verlängerungen geführt, so ist der von ihnen gebildete Winkel γ der Winkel der Stromebenen. Zwischen α, β, γ, und ε ergiebt sich aber daraus folgende Relation: Es ist

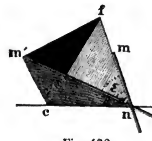


Fig. 122.

$$m'f^2 = fn^2 + m'n^2 - 2fn \cdot m'n \cos\varepsilon$$

und gleichzeitig

$$= fc^2 + m'c^2 - 2fc \cdot m'c \cos\gamma.$$

Da nun $fn^2 = fc^2 + cn^2$ und $m'n^2 = m'c^2 + cn^2$, so ist

$$2cn^2 - 2fn \cdot m'n \cos\varepsilon = -2fc \cdot m'c \cos\gamma$$

und da $fn = \frac{cn}{\cos\alpha}$, $m'n = \frac{cn}{\cos\beta}$, $fc = \frac{cn \sin\alpha}{\cos\alpha}$ und $m'c = \frac{cn\sin\beta}{\cos\beta}$, so geht jene Gleichung über in:

$$2cn^2 - 2cn^2 \frac{\cos\varepsilon}{\cos\alpha\cos\beta} = -2cn^2 \frac{\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma}{\cos\alpha\cos\beta}$$

oder es ist:

$$\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma = \cos\varepsilon - \cos\alpha\cos\beta.$$

Wird dieser Werth in die Formel 1) eingesetzt, so geht sie über in

$$ii'\, ds\, ds' \frac{\cos\varepsilon + (k-1)\cos\alpha\cos\beta}{r^n} \quad \ldots\ldots \quad 2).$$

VI. Die oben motivirte Umänderung der Formel 1) lässt sich nun durch folgende Ueberlegungen gewinnen [4]. In der *Fig. 123* mögen durch bm und $b'm'$ zwei Stromleiter dargestellt werden, welche einfach oder doppelt gekrümmt sein können. Wird bn mit s und $b'n'$ mit s' bezeichnet, so können die kleinen Zuwachse nm mit ds und $n'm'$ mit ds' bezeichnet werden. Die Linien nt und $n't'$ seien die Tangenten an den Punkten n und n' und mögen merklich mit den Elementen nm und $n'm'$ zusammenfallen. Die Linie nn' sei die Verbindungslinie r der Punkte n und n'; mit

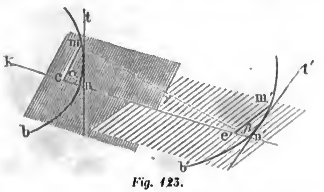


Fig. 123.

$n't'$ mache dieselbe einen Winkel β, mit nt mache aber ihre Verlängerung nk den Winkel α. Die beiden Ebenen, welche durch die Verbindungslinie einerseits und die beiden Tangenten andererseits bestimmt werden, machen den Winkel γ mit einander. Zieht man nun die Linien me und $m'e'$ senkrecht von m und m' auf die Verbindungslinie oder deren Verlängerung, so ist ne die Zunahme von r, also dr wenn sich s in $s + ds$ ändert und s' ungeändert bleibt. Ebenso ist $n'e'$ die negative Zunahme von r also $-dr$, wenn sich s' in $s' + ds'$ ändert und s ungeändert bleibt. Daraus ergiebt sich aber

$$\cos\alpha = \frac{dr}{ds} \quad \ldots\ldots \quad 3)$$

und

$$\cos\beta = -\frac{dr}{ds'} \quad \ldots\ldots \quad 4).$$

Differenziirt man die letzte Gleichung nach s, so erhält man sofort

$$\sin\beta = \frac{d^2 r}{ds' \cdot ds} \cdot \frac{ds}{d\beta} \quad \ldots\ldots \quad 5).$$

Wenn sich s um ds ändert, so ist $n'm$ die neue Verbindungslinie zwischen den Stromelementen. Hierdurch ist aber auch β verändert worden in $\beta - d\beta = mn'm'$. Da nun aber $n'm$ aus der Ebene des Winkels β herausgetreten ist, so ist die Verminderung, welche β dabei erlitten hat, nur der Projection des Winkels $mn'e$ auf die Ebene $t'n'n$ gleich, also

$$-d\beta = mn'e \cdot \cos\gamma.$$

Diese Projection kann man sich dadurch vergegenwärtigen, dass man die Linie mn' mit Beibehaltung ihrer Neigung gegen $n't'$ bis zur untern Ebene hinabbewegt. Der

Punkt m beschreibt dann einen Kreisbogen auf einer Cylinderhülle, welche $n't'$ zur Axe hat, und dieser Bogen steht senkrecht auf der durch die Axe gehenden Ebene $en't'$. Ist γ ein spitzer Winkel, dann vermindert diese Projection den Winkel β. Sie vergrössert aber β, wenn γ ein stumpfer Winkel, also sein Cosinus negativ wird. Das Maass des Winkels $mn'e$ ist aber $\frac{me}{en'}$, indem $me = ds \cdot \sin\alpha$ als mit dem Bogen des Winkels zusammenfallend betrachtet werden kann, wenn derselbe durch den Halbmesser $en' = r + dr$ oder $= r$ gebildet wird. Demnach ist

$$-d\beta = \frac{ds}{r}\sin\alpha \cdot \cos\gamma$$

oder

$$\sin\alpha \cdot \cos\gamma = -r\frac{d\beta}{ds} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 6).$$

Durch Substitution der Werthe von $\cos\alpha$, $\cos\beta$, $\sin\beta$ und $\sin\alpha \cdot \cos\gamma$ aus den Gleichungen 3), 4), 5), 6) in den unter 1) angegebenen Werth erhält man

$$-\frac{ii' \cdot ds\,ds'}{r^n}\left(r\frac{d^2 r}{ds\,ds'} + k\frac{dr}{ds}\cdot\frac{dr}{ds'}\right);$$

es ist also der Ausdruck für die Wechselwirkung zwischen den Stromelementen nur noch von den drei Veränderlichen r, s und s' abhängig.

Es bleibt noch übrig, dem in der Klammer befindlichen Theile der Gleichung eine bequemere Form zu geben. Es ist aber:

$$\left(r\frac{d^2 r}{ds\,ds'} + k\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'}\right) = r^{1-k}\left(r^k\frac{d^2 r}{ds\,ds'} + k r^{k-1}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'}\right)$$

$$= r^{1-k}\,\frac{d\left(r^k\frac{dr}{ds'}\right)}{ds};$$

und sonach geht jener Ausdruck über in

$$-ii' \cdot r^{1-k-n}\,.\,\frac{d\left(r^k\frac{dr}{ds'}\right)}{ds}\cdot ds\,ds' \quad \ldots\ldots\ldots \quad 7)$$

oder durch Wiedereinführung von $\cos\beta = -\frac{dr}{ds'}$ aus Gleichung 4) in:

$$ii'\,r^{1-k-n}\,\frac{d\,(r^k\cos\beta)}{ds}\,ds\,ds' \quad \ldots\ldots\ldots \quad 8).$$

---

[1] Ampère's Entwickelung der Fundamentalformel für die Wechselwirkung zweier Stromelemente, in dessen *Recueil etc. p. 227 ff. und in dessen Théorie etc. p. 27 ff.

[2] Vergl. hierzu den Literaturnachweis N. 2. des vorigen Paragraphen.

[3] Liouville. *Ann. de ch. et de ph. 41. 415. (1829.)

[4] Ampère. *Ann. de ch. et de ph. 20. 398. (1822.); gelesen vor der Akad. der Wissenschaften zu Paris am 10. Juni 1822. — *Ampère Recueil etc. p. 293. — *Ampère Théorie etc. p. 34. — Demonferrand Handb. der dynamischen Elektr., übers. v. Fechner. Leipzig 1824. S. 45.

§. 25. Ampère's Bestimmung der Constanten k und n.

In der im vorigen Paragraphen entwickelten Formel für die Wechselwirkung zweier Stromelemente bleiben noch immer die beiden constanten Coefficienten k und n unbestimmt. Gleichwie nun Ampère mit Hülfe zweier Gleichgewichtslagen jene Formel begründete, so ermittelte er noch zwei andere Gleichgewichtslagen, welche zur zahlenmässigen Darstellung von k und n führten.

Was die erste Gleichgewichtslage betrifft, so hat sie zum Zweck, nachzuweisen, dass ein geschlossener Kreisstrom niemals eine in demselben Sinne gehende continuirliche Bewegung hervorbringen kann, wenn er auf einen beliebig gestalteten Leiter wirkt, dessen Bewegungsaxe im Mittelpunkte des Kreisstromes senkrecht auf dessen Ebene steht und der in einem Punkte dieser Axe den Strom aufnimmt, in einem andern derselben Axe ihn wieder abgiebt. Die beweisenden Versuche können in zweifacher Art angestellt werden. Entweder kann der in der Axe beginnende und wieder mündende Leiter beweglich sein und der Kreisstrom festgestellt werden, oder es kann der letztere beweglich sein und der erstere fest stehen; denn die Wirkung und Gegenwirkung beider Theile muss stets von gleicher Beschaffenheit sein. Mit Hülfe der letztern Darstellungsweise ist man auch im Stande, unmittelbar durch das Experiment zu zeigen, dass der axiale Leiter auch nicht einmal auf ein Element des Kreisstromes einen Bewegungsantrieb äussern kann. Ist aber dieses der Fall, dann muss nothwendigerweise derjenige Antheil der Wirkung des Leiters, auf jedes Theilchen des Kreisstromes, welcher in die Richtung der Tangente zu demselben fällt, gleich Null sein. Gestaltet man nach diesen Forderungen die im vorigen Paragraphen gewonnene Formel, so erhält man ein Integral, welches mit dem constanten Coefficienten $1-2k-n$ versehen ist. Aus der Beschaffenheit des Integrales selbst geht hervor, dass es nicht allgemein den Werth Null erhalten kann, da aber nichts desto weniger die durch die Formel ausgedrückte Wirkung infolge des Versuchsergebnisses gleich Null sein muss, so kann das nur daher rühren, dass

$$1 - 2k - n = 0$$

oder

$$k = \frac{1-n}{2}$$

ist.

Um demnächst n und k gesondert in Zahlen ausdrücken zu können, bedurfte es einer zweiten Messung, die Ampère ebenfalls durch Nachweis einer Gleichgewichtsbedingung darstellte. Werden nämlich drei kreisförmige Leiter eines und desselben Stromes, deren Halbmesser in einem fortlaufenden geometrischen Verhältnisse (z. B. 1 : 2 : 4) stehen, in einer Ebene und mit ihren Mittelpunkten in einer geraden Linie so angebracht, dass der mittlere beweglich, die äussern unbeweglich sind, und wird der mittlere vom Strome so durchlaufen, dass beide äussern ihn abstossen: dann findet letzterer eine stabile Gleichgewichtslage, wenn die auf einander folgenden Abstände der Mittelpunkte in dem Verhältnisse der Radien je zweier auf einander folgender Kreise (z. B. 1 : 2) stehen.

Würde die Formel für die Wechselwirkung kleinster Stromtheilchen einer allgemeinen Integration fähig sein, so wäre sie leicht vorbereitet, um aus der vorstehenden Gleichgewichtsbedingung eine neue Gleichung zwischen den unbestimmten Coefficienten zu erzielen. Das ist aber auch dann nicht einmal der Fall, wenn die kleinsten Stromtheilchen so einfachen Curven angehören, wie sie hier benutzt wurden. Dahingegen kommt man zu sehr einfachen Ausdrücken, wenn man die Betrachtungen auf so kleine geschlossene Stromcurven überträgt, dass ihre Dimensionen gegen ihre Abstände von einander als verschwindend betrachtet werden können. Diese Thatsache benutzte Ampère zu Schlüssen auf die Wirkungsweise endlich grosser geschlossener Ströme. Zerlegt man nämlich die von einer solchen Curve umgrenzte Fläche in beliebig kleine Flächenelemente, so kann man unbeschadet der Wirkung nach aussen jede der so gewonnenen Abtheilungen als von einem gleichstarken und gleichgerichteten Strome umflossen ansehen, wie der ist, der in Wahrheit um die Fläche kreist. Alle bei dieser Anschauungsweise in das Innere der Fläche fallenden Stromtheilchen heben sich nämlich in ihrer Wirkung gegenseitig auf, indem die einander zugewandten zweier benachbarter Abtheilungen bei gleicher Stärke entgegengesetzte Richtung haben, wogegen nur die in die Peripherie fallenden für die Wirkung nach aussen übrig bleiben. Wird nun dem entsprechend jede der drei Kreisflächen im vorerwähnten Versuche zerlegt gedacht in gleich viele ähnliche und symmetrisch gelegene kleinste Abtheilungen, dann ist ersichtlich, dass die ganzen Kreise in demselben Verhältniss auf einander wirken, als drei ihrer symmetrisch gelegenen Theilchen. Der analytische Ausdruck für die Wechselwirkung je zweier (verschiedenen Kreisen angehöriger) Theilchen zeigt aber, dass unter sonst gleichen Umständen dieselbe direct proportional ist dem Product aus dem Flächeninhalte der Theilchen und umgekehrt proportional der $n+2^{\text{ten}}$ Potenz ihrer Abstände. Da nun aber im vorigen Beispiele sich die Radien des ersten und mittlern Kreises verhalten wie $1:2$, also ihre Flächen und somit die in ihnen symmetrisch gelegenen Flächenelemente wie $1:4$, und dem entsprechend die Flächenelemente des mittlern und dritten Kreises wie $4:16$, und da ferner die Abstände dieser bezüglichen Flächenelemente in dem Verhältniss $1:2$ stehen, so ergiebt sich daraus ein Verhältniss der Wirkungen zwischen den Elementen des ersten und zweiten sowie des zweiten und dritten Kreises wie

$$\frac{4}{1^{n+2}} : \frac{4 \cdot 16}{2^{n+2}}$$

oder wie

$$1 : \frac{16}{2^{n+2}}.$$

Da nun aber dieses Verhältniss wieder rückwärts auf die gegenseitigen Wirkungen der ganzen Kreise übertragen werden kann, und da der Versuch zeigte, dass beide äussern auf den mittlern mit gleicher Kraft wirken, so muss $\frac{16}{2^{n+2}}$ oder $\frac{2^4}{2^{n+2}} = 1$, d. h. es muss

$$n = 2$$

sein.

Hieraus und aus der obigen Bedingungsgleichung für k geht aber hervor, dass

$$k = -\frac{1}{2}$$

sei. Ampère hat somit erwiesen, dass die Wechselwirkung zwischen zwei Stromelementen umgekehrt proportional sei dem Quadrate ihrer Abstände, dass also das Gesetz ihrer Wirkungsweise dasselbe sei, als das für die Schwere, die Licht- und Schallintensität, sowie für die statische Elektricität und für einzelne Magnetpole gültige. Und wegen des negativen Vorzeichens von k ergiebt sich hier aus der Rechnung dasselbe, was schon aus den in §. 22, N. III. mitgetheilten Beobachtungen hervorging, dass nämlich zwei in derselben Geraden nach derselben Richtung verlaufende Stromelemente sich gegenseitig abstossen, sich also demgemäss anziehen, wenn beide Stromelemente in derselben Geraden nach entgegengesetzter Richtung gehen.

I. Die erste der oben besprochenen Gleichgewichtsbedingungen soll zeigen, dass ein geschlossener Kreisstrom niemals eine continuirliche Bewegung hervorbringen kann, wenn er auf einen beliebig gestalteten Leiter wirkt, dessen Bewegungsaxe im Mittelpunkte des Kreisstromes senkrecht auf dessen Ebene steht und der in einem Punkte dieser Axe den Strom aufnimmt, in einem andern derselben Axe ihn wieder abgiebt [1]. Eine diese Bedingungen erfüllende Vorrichtung stellt die *Fig. 124* dar. Ein Drath $cbara'b'c'$ wird zu einem Rechteck gebogen und in der Mitte seiner obern Seite bei r eine Stahlspitze angelöthet. Beide Enden sind an einen Elfenbeinring cc' befestigt, und mit ihnen in metallischer Verbindung sind die beiden abwärts gehenden Stahlspitzen cd und $c'd'$. (Um den Leiter noch zu einem andern Versuche benutzen zu können, ist es gut, eine der beiden Spitzen zum Abschrauben einzurichten). Wird die Spitze bei r in das gleichbezeichnete Näpfchen des Ständers in *Fig. 6* gestellt, und wird das Näpfchen s soweit herabgeschraubt, dass die Spitzen d und d' eben das Quecksilber desselben berühren, so wird ein in der Axe des Ständers aufsteigender Strom in den beiden Armen des Leiters auf den Wegen $rabcd$ und $ra'b'c'd'$ abwärts fliessen, um von dem Näpfchen s über der Oberfläche des Ständers nach seiner Quelle zurückzukehren. Umgiebt man den ganzen Apparat mit einem mehrfach genau im Kreise aufgewundenen, von einem beliebig gerichteten galvanischen Strome durchflossenen Drathe kl, und legt diesen so, dass die Axe des Ständers genau senkrecht auf der Ebene des Kreises steht und sich genau in seinem Mittelpunkte befindet, so sind die verlangten Bedingungen erfüllt, und der bewegliche Leiter bleibt in allen Lagen, die er bei seiner Aufhängung annehmen kann, im Gleichgewicht. Vollkommen können die gegebenen Bedingungen nicht immer erreicht werden, daher der Leiter sich fast stets nach einer stabilen Lage bewegt; doch kann man sich durch geringfügige Aenderungen in der Stellung und Gestalt des Kreisstromes überzeugen, dass jene Bewegungen nur von Unvollkommenheiten in der Ausführung, nicht von einer Mangelhaftigkeit des Principes abhängen.

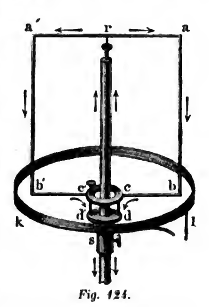


Fig. 124.

Der Umstand nun, dass nicht allein der ganze Kreisstrom auf einen beliebig gestalteten, beiderseits in seiner Axe endenden Leiter keine drehende Wirkung ausübt, sondern dass solches auch für jeden kleinsten Kreisbogen gilt: bewog Ampère [2],

diesen Versuch noch in einer andern Weise anzustellen. Der neue Versuch beruht auf dem Grundsatze, dass Wirkung und Gegenwirkung einander gleich sind; und er unterscheidet sich von dem ältern sonach wesentlich nur dadurch, dass der Kreis, oder vielmehr ein Kreisbogen beweglich ist, und der mit beiden Enden in seiner Axe mündende Leiter feststeht. Die *Fig. 125* zeigt das Nähere der Anordnung. Der bewegliche Kreistheil ist aa', der feste Strom ist $Krqpr's K$. Der vom Rheomotor K ausgehende Strom bewegt sich nämlich nach einem Quecksilbernäpfchen bei r und von da durch den Drath rq nach dem Näpfchen q. Dieses steht durch einen verticalen Drath in metallischer Verbindung mit der Scheibe n. Der Verticaldrath ist mit einer Glasröhre umgeben, um ihn von p und n' zu isoliren. Von n aus wird der Strom durch den Leiter nm nach der Quecksilberrinne m geführt, von hier durch den Kreisbogen nach der

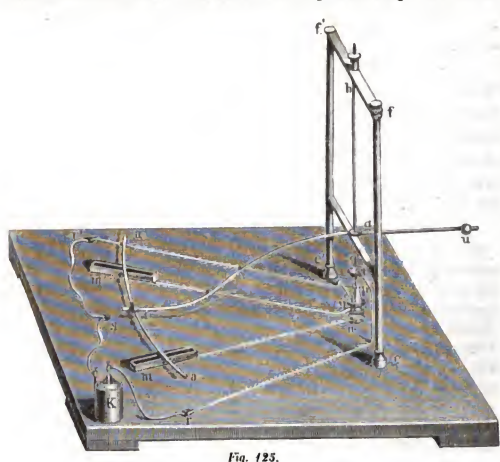


Fig. 125.

Rinne m' und dann durch den Leiter $m'n'$ nach der Scheibe n'. Um die Ueberleitung nach n zu vermeiden, befindet sich eine Glasscheibe zwischen n' und n. Mit n in metallischer Verbindung steht das Näpfchen p, in dessen Quecksilber der Drath pr' eintaucht. Der Strom geht also durch diesen nach dem Näpfchen r'. Von hier bewegt er sich durch den beliebig gestalteten Leiter $r's$ nach dem Näpfchen s, und von da durch den Poldrath sK zu seiner Quelle zurück. Die Leiter mn und $m'n'$ sind um die Axe beweglich, um ein grösseres oder kleineres Stück des Kreisbogens in den Strom einschalten zu können. Das Quecksilber in den Rinnen m und m' muss sich soweit über deren Rand erheben, dass der Kreisbogen möglichst über demselben hinweggleiten kann. Dieser letztere ist durch eine Nuss bei o an ein Querstück ou geschraubt, steht durch dasselbe mit der Drehungsaxe gh in fester Verbindung und ist durch das Gegengewicht u äquilibrirt. Die leicht bewegliche Drehungsaxe wird durch das Gestell $eff'e'$ in ihrer Lage erhalten und befindet sich genau in der Verlängerung der Axe qn. Wird nun der Kreisbogen aa' so an dem Verbindungsstücke verschoben, dass sein Mittelpunkt in der Drehungsaxe, also auch in derjenigen Axe liegt, durch welche der feste Strom sich (mit Ausnahme der Dicke der isolirenden Glasröhre) bewegt, so sind alle oben geforderten Bedingungen erfüllt: Der Kreisbogen erhält keine Drehung, mag der Leiter $rksr'$ eine Gestalt oder Lage haben, welche er wolle. Wird aber der Bogen aa' seiner Drehungsaxe um etwas angenähert, oder ein wenig davon entfernt, so gleitet er auf den Quecksilberrinnen vorwärts oder rückwärts, je nach der Lage des dargebotenen festen Drathes.

II. Die Rechnungen, welche sich an die erste Darstellung der in der vorigen Nummer detaillirten Gleichgewichtslage anschliessen [1], mögen übergangen werden.

Sie führen zu keinem andern Ergebniss als die kürzern Rechnungen, welche später [2] durch die zweite experimentelle Darstellung jenes Falles hervorgerufen wurden. Der Kreisbogen aa' der *Fig. 125* befindet sich also im Gleichgewichte, wenn er sich nur um eine senkrecht auf seiner Ebene stehende und durch seinen Mittelpunkt gehende Axe bewegen kann, und wenn auf ihn ein geschlossener Strom einwirkt, der in derselben Axe beginnt und mündet. Befindet sich nun, um die Vorstellung zu fixiren, in $n'm'$ der *Fig. 126* ein Element jenes Kreisbogens, und in nm ein Element des willkürlich gestalteten Leiters, so lässt sich die Formel in N. VI. des vorigen Paragraphen oder

$$ii' \, ds' \, r^{1-k-n} \frac{d(r^k \cos\beta)}{ds} ds$$

auf deren Wechselwirkung übertragen.

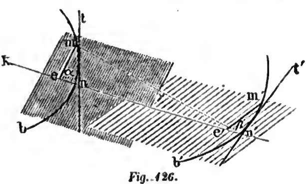


Fig. 126.

Da der Kreisbogen unter den angegebenen Bedingungen keine Verschiebung im Sinne seiner Peripherie erhält, wohl aber eine solche auftritt, sobald er der Drehungsaxe angenähert oder von ihr entfernt wird, so müssen alle Bewegungsantriebe in der Normallage derselben senkrecht auf der Peripherie stehen; die in der Richtung der Tangente fallenden Antriebe müssen sich aber gegenseitig aufheben. Die „elementare Tangentialkraft“ — wie Ampère die in der Richtung der Tangente $n't'$ wirkende und in ds ausgehende Kraft nennt — erhält man aber, wenn man den vorigen Ausdruck für die totale in der Richtung $n'n$ wirkende Kraft mit $\cos\beta$ multiplicirt, also

$$ii' \, ds' \, r^{1-k-n} \cos\beta \, \frac{d(r^k \cos\beta)}{ds} ds$$

oder was dasselbe ist

$$\frac{1}{2} \, ii' \, ds' \, r^{1-2k-n} \frac{d(r^k \cos\beta)^2}{ds} ds \, . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1).$$

Die totale von dem beliebig gestalteten Leiter auf das Element ds' ausgeübte Tangentialkraft ergiebt dich durch Integration der vorstehenden Gleichung nach ds. Sie ist

$$\frac{1}{2} \, ii' \, ds' \left[r^{1-2k-n} (r^k \cos\beta)^2 - (1-2k-n) \int (r^k \cos\beta)^2 \, r^{-2k-n} \, dr \right]$$

oder

$$\frac{1}{2} \, ii' \, ds' \left[\frac{\cos^2\beta}{r^{n-1}} - (1-2k-n) \int \frac{\cos^2\beta}{r^n} dr \right] \, . \quad . \quad . \quad . \quad 2).$$

Soll dieses Integral für den ganzen geschlossenen Strom gelten, so erhalten r und β für die beiden in einem Punkte liegenden Grenzen dieselben Werthe, und demgemäss verschwindet der Theil

$$\frac{\cos^2\beta}{r^{n-1}}.$$

Nicht so ist es mit dem Integral des zweiten Theiles

$$\int \frac{\cos^2\beta}{r^n} dr.$$

Einer Auflösung ist dasselbe nur fähig, wenn in der Gleichung der Stromcurve $\cos\beta$ als Function von r gegeben ist. Aber auch ohne das ist man im Stande zu zei-

gen, dass es nicht allgemein, sondern nur für bestimmte Fälle zwischen denselben Grenzen gleich Null wird. Dieses Integral muss sich nämlich durch eine Curve darstellen lassen und zwar durch eine beliebig gestaltete, aber geschlossene Curve, da die Strombahn, welche ihm den Ursprung gab, eine geschlossene beliebig gestaltete Curve sein soll. Denkt man sich nun das Stromelement ds' von dieser Curve umgeben, und beschreibt von der Mitte von ds' aus mit immer wachsenden Halbmessern r Kugeloberflächen, sodass die kleinste jene Curve von innen, die grösste aber dieselbe von aussen berührt, so wird jene Curve durch diese Berührungspunkte in zwei Arme getheilt. Zwischen je zwei Kugeloberflächen, deren Halbmesser um dr verschieden sind, befinden sich nun zwei Theilchen jener Curve, von denen das eine von einer vorwärts gehenden, das andere von einem gleichstarken rückwärts gehenden Strome durchflossen ist, welche sich also, wenn sie von gleicher Länge wären, in ihrer Wirkung auf ds' gegenseitig aufheben würden. Von gleicher Länge würden sie aber sein, wenn die Form der Curve blos eine Function des Abstandes r ihrer Punkte von ds wäre. So aber soll dieselbe auch eine Function der Neigung β zwischen r und ds' sein. Auch dann würden sich die zwischen zwei benachbarten Kugelhüllen liegenden Theilchen des vorwärtsgehenden und des rückwärts gehenden Curvenarmes gegenseitig aufheben, wenn die Curve symmetrisch läge gegen eine Ebene, die senkrecht auf der Mitte von ds' steht. Ist aber diese Bedingung nicht erfüllt, dann besitzen die entsprechenden Curventheilchen verschiedene Längen, somit verschiedene Werthe, und heben sich daher nicht gegenseitig auf. Das Integral $\int \frac{\cos^2 \beta}{r^2} dr$ ist also für gleiche Grenzwerthe von r und β nicht allgemein gleich Null. Soll aber dennoch, wie es der Versuch zeigt, der Ausdruck der Gleichung 2) für die totale Tangentialkraft unter allen Umständen gleich Null sein, so muss der Coefficient dieses Integrales gleich Null sein, also

$$1 - 2k - n = 0$$

oder

$$k = \frac{1 - n}{2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 3).$$

Und somit wäre eine Relation zwischen den beiden Coefficienten k und n gefunden.

III. Es handelt sich nun darum, noch eine andere Relation zwischen k und n zu finden oder einen dieser beiden Coefficienten, etwa n, direct zu bestimmen. Dass n grösser als 1 ist, lässt sich in folgender Weise zeigen: Es sei in *Fig. 127* der Kreis um den Mittelpunkt c ein geschlossener kreisförmiger Leiter, in welchem ein Strom in der Richtung des bezeichneten Pfeiles circuliren mag. Diesem werde von aussen ein gerader Leiter in derselben Ebene entgegengehalten, von welchem ds' ein Element darstellt und in welchem der Strom sich von unten nach oben bewege. Durch nahe an einander befindliche Zuglinien, wie $nn_,$, $mm_,$, welche mit ds' die Winkel β und $\beta - d\beta$ machen, kann die dem Elemente ds' zugewandte Kreisseite in ebenso viele kleinste Theilchen zerlegt werden, als die abgewandte. Zwei solche sich entsprechende Theilchen mögen nm, $n_,m_,$ sein. Nach der Formel A) im vorigen Paragraphen ist nun, wenn der Abstand von n und ds' mit r bezeichnet wird, und wenn α der Winkel ist, welchen das Element des Kreisstromes mit der Verlängerung der Verbindungslinie macht, das Maass der Wechselwirkung zwischen nm und ds' ausgedrückt durch

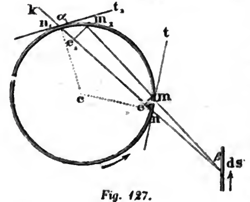


Fig. 127.

$$i i' \, ds' \, nm \, \frac{\sin\alpha \sin\beta + k \cos\alpha \cos\beta}{r^n}.$$

Da beide Ströme in derselben Ebene liegen sollen, ist nämlich $\gamma = 0$, also $\cos\gamma = 1$, und im vorliegenden Falle ist dieser Werth positiv, indem sich beide Stromelemente als gleichgerichtet anziehen. Bezeichnet ferner $\alpha_{,}$ den Winkel $m_{,}n_{,}k$, den das Element $n_{,}m_{,}$ des Kreisstromes mit der Verlängerung der Verbindungslinie macht, bezeichnet man die Länge der Verbindungslinie von $n_{,}$ und ds' mit $r_{,}$, und bedenkt man, dass hier der Strom die entgegengesetzte Richtung hat, wie in nm, so erhält man den analogen aber im Vergleich mit vorigem negativen Werth für die Wechselwirkung zwischen $n_{,}m_{,}$ und ds', und zwar

$$- \, i i' \, ds' \, n_{,}m_{,} \, \frac{\sin\alpha_{,} \sin\beta + k \cos\alpha_{,} \cos\beta}{r_{,}^{\,n}}.$$

Die gleichzeitige Wirkung beider Kreiselemente auf ds' ist aber gleich der Summe dieser Werthe. Da jedoch die Winkel α und $\alpha_{,}$, welche die Kreiselemente, oder die mit ihnen zusammenfallenden Tangenten nt und $n_{,}t_{,}$ zur Zuglinie nk machen, sich zu 180^0 ergänzen, so ist

$$\sin\alpha = \sin\alpha_{,}$$
$$\cos\alpha = -\cos\alpha_{,}$$

und somit stellt sich jene Summe der Wirkungen dar durch

$$i i' \, ds' \left[\left(\frac{nm}{r^n} - \frac{n_{,}m_{,}}{r_{,}^{\,n}} \right) \sin\alpha \sin\beta + k \left(\frac{nm}{r^n} + \frac{n_{,}m_{,}}{r_{,}^{\,n}} \right) \cos\alpha \cos\beta \right] \quad . \; . \; 1).$$

Aus der erwähnten Beziehung der Winkel α und $\alpha_{,}$ zeigt sich aber, dass, wenn me und $m_{,}e_{,}$ senkrecht auf $nn_{,}$ gezogen werden,

$$nm : n_{,}m_{,} = me : m_{,}e_{,}$$
$$= r + en : r_{,} - e_{,}n_{,}$$

oder, da en und $e_{,}n_{,}$ unverhältnissmässig klein gegen r und $r_{,}$ sein sollen,

$$nm : n_{,}m_{,} = r : r_{,}.$$

Wird der hieraus sich ergebende Werth, sowie der Werth von k aus der Gleichung 3) der vorigen Nummer in die Gleichung 1) eingesetzt, so geht diese nach einigen weitern Umwandlungen über in

$$i i' \, ds' \frac{nm}{r \cdot r^{n-1} \, r_{,}^{\,n-1}} \left[\left(r_{,}^{\,n-1} - r^{n-1} \right) \sin\alpha \sin\beta + \frac{1-n}{2} (r_{,}^{\,n-1} + r^{n-1}) \cos\alpha \cos\beta \right] . \, . \, 2).$$

Hieraus wird aber ersichtlich: 1) dass wenn $n < 1$ ist, der durch diese Formel dargestellte Werth negativ wird, also die Summe der Wirkungen der Kreiselemente das geradlinige Element abstossen würden; 2) dass wenn $n = 1$ ist, dieser Werth $= 0$ wird, also gar keine Wirkung stattfinden wird; und 3) dass wenn $n > 1$ ist, der Werth positiv wird, also beide Kreiselemente gemeinschaftlich das geradlinige Element nach derselben Richtung bewegen, nach welcher es das zunächst liegende Kreiselement allein bewegt.

Da nun der ganze Kreis in dieser Weise eingetheilt werden kann, und für jedes Paar von Abschnitten dieselben Folgerungen sich wiederholen, und da sich die Schlüsse auf jedes Element eines durch ds' gehenden geraden Leiters übertragen lassen, so kann man die aus der Formel gemachten Folgerungen experimentell prüfen. Nähert

man nämlich dem Theile *fg* des astatischen Leiters in *Fig. 101* einen kreisförmigen Stromleiter, so zeigt sich, dass der erstere angezogen wird, sobald der nähere Theil des letztern allein eine Anziehung bewirken würde, dass der erstere aber abgestossen wird, wenn die Stromesrichtung im letztern sich umkehrt. Dieser Versuch bestätigt aber den dritten der bezeichneten Fälle, nämlich dass

$$n > 1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3).$$

IV. Die andere der oben genannten Gleichgewichtsbedingungen fordert drei ähnliche und ähnlich in einer Ebene gelegene Stromcurven, deren Lineardimensionen in einem fortlaufenden geometrischen Verhältnisse zu einander stehen. Alle drei sollen in einer Richtung liegen und die mittlere soll beweglich und von dem Strome so durchflossen sein, dass sie von beiden äussern abgestossen wird. Ampère [3] gab zu diesem Zwecke die Vorrichtung der *Fig. 128* an. Auf einem Bodenbrett *MN* erhebt sich ein Ständer *gs*, ähnlich dem in *Fig. 6* dargestellten, dessen äussere metallische Hülle mit einer das Quecksilbernäpfchen *i* tragenden Abzweigung *hi* versehen ist, und dessen von ersterer isolirte metallene Axe in dem senkrecht unter *i* befindlichen Quecksilbernäpfchen *s* endet. Die Axe communicirt auf der rechten Seite der Figur, ohne die Hülle des Ständers zu berühren, mit der Drathleitung *g f e d c b a*,

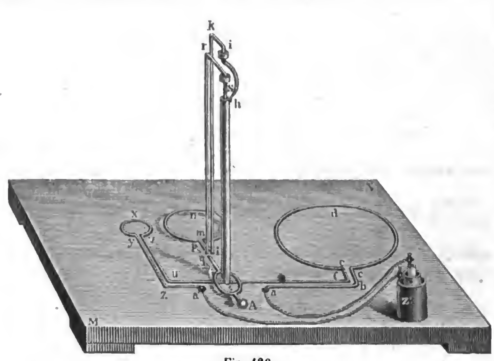


Fig. 128.

welche auf der Strecke *edc* einen Kreis bildet und im weitern Verlaufe sich möglichst nahe an den Drath *gfe* anschliesst, um in dem Quecksilbernäpfchen *a* zu enden. Die Hülle des Ständers communicirt auf der linken Seite der Figur mit der Leitung *tuvxyza'*, welche im Winkel zu dem Kreise *vxy* verläuft, und dann möglichst nahe dem ersten Wege bis zu dem Quecksilbernäpfchen *a'* zurückführt. Von dem Näpfchen *i*, welches mit der Hülle des Ständers in metalischer Verbindung steht, führt eine dritte Leitung über *klm* abwärts, bildet einen Kreis *mnp* und führt dann, der erstern Leitung möglichst nahe, jedoch ohne sie zu berühren, wieder aufwärts über *q* und *r* nach dem Näpfchen *s*, welches mit der Axe des Ständers communicirt. In *s* und *i* endet dieser Leiter in Spitzen, von denen erstere möglichst leicht beweglich auf dem Boden des Quecksilbernäpfchens aufsteht, letztere aber blos die Oberfläche des Quecksilbers berührt. Alle drei Kreise sind so vorgerichtet, dass sie in einer horizontalen Ebene und ihre Mitten in einer geraden Linie liegen. Damit der mittlere in dieser Ebene bleibt, ist er mit einem Gegengewicht *A* versehen. Die Halbmesser der drei Kreise stehen in dem Verhältniss einer fortlaufenden geometrischen Reihe, und die Abstände ihrer Mittelpunkte in dem Verhältniss zweier auf einander folgender Glieder dieser Reihe. Werden nun die beiden Näpfchen *a* und *a'* mit den Zuleitungsdräthen einer galvanischen Vorrichtung *Z'* verbunden, und tritt der Strom z. B. in *a* ein, so verfolgt er den Weg *abcdefg srpnmlkih tuvxyza'*

und kehrt, in a' angekommen, zu seiner Quelle wieder zurück. Auf diesem Wege durchläuft der Strom den mittlern Kreis in entgegengesetzter Richtung als die beiden äussern. Ersterer wird also von letztern abgestossen. Findet das angegebene Verhältniss zwischen den Halbmessern der Kreise und den Abständen ihrer Mittelpunkte statt, so hat der mittlere kein Bestreben, seine Lage zu verlassen, kehrt vielmehr durch mehrfache Oscillationen wieder dahin zurück, wenn er durch eine äussere Kraft aus derselben gebracht wurde. Es zeigt sich somit, was der Zweck des Versuches ist, dass unter den bezeichneten Umständen der mittlere Kreisstrom sich im Gleichgewichte befindet.

V. Der so eben beschriebene Versuch ist nun geeignet, eine zweite Relation zwischen n und k aufzufinden, um mit deren Hülfe definitiv zu entscheiden, dass $n=2$, also $k=-\frac{1}{2}$ ist. Ampère verfuhr folgendermassen.

Sind in *Fig. 129* die beiden Stromelemente ds und ds' dargestellt durch die beiden Linien mn und $m'n'$, so hat die durch die Formel 7) in §. 24, N. VI. oder wegen $k=\frac{1-n}{2}$ durch

$$ii'\ ds'\ r^k\ d\ (r^k \cos\beta)$$

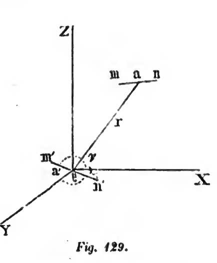


Fig. 129.

ausgedrückte Wechselwirkung zwischen denselben die Richtung der Verbindungslinie r ihrer Mitten a und a'. Zuvörderst mag nun die Grösse dieser Kraft zerlegt werden nach drei zu einander rechtwinkelig stehenden Coordinatenaxen X, Y und Z, die sich in der Mitte a' des Elementes $m'n'$ kreuzen und mit demselben die bezüglichen Winkel λ, μ und ν bilden. Werden die Coordinaten des Punktes a mit x, y und z bezeichnet, so sind $\frac{x}{r}$, $\frac{y}{r}$ und $\frac{z}{r}$ die Cosinusse der Winkel, welche r mit den Coordinatenaxen macht, und somit ist der Cosinus des Winkels zwischen r und $m'n'$ oder

$$\cos\beta = \frac{x}{r}\cos\lambda + \frac{y}{r}\cos\mu + \frac{z}{r}\cos\nu.$$

Durch Einsetzung dieses Werthes in die obige Formel und Multiplication derselben mit $\frac{x}{r}$ ergiebt sich die Componente nach der Axe X

$$= ii'\ ds'\ r^{k-1}\ x\ d\,[r^{k-1}\,(x\cos\lambda + y\cos\mu + z\cos\nu)].$$

Da nun bei einer Bewegung auf derjenigen Curve, zu welcher ds gehört, die Winkel λ, μ, ν unverändert bleiben, kann der vorstehende Werth auch folgende Formen erhalten

$$= ii'\ ds' \Big[\cos\lambda\ r^{k-1}\,x\ d\,(r^{k-1}x) + \frac{x}{y}\cos\mu\ r^{k-1}\,y\ d\,(r^{k-1}\,y) + $$
$$+ \frac{x}{z}\cos\nu\ r^{k-1}\,z\ d\,(r^{k-1}\,z)\Big]$$

$$= \frac{ii'\,ds'}{2}\Big[\cos\lambda\ d\,(r^{k-1}\,x)^2 + \frac{x}{y}\cos\mu\ d\,(r^{k-1}\,y)^2 + \frac{x}{z}\cos\nu\ d\,(r^{k-1}\,z)^2\Big],$$

oder durch Vertauschung von $2k-2$ mit $-n-1$

$$= \frac{ii'\,ds'}{2}\left[\cos\lambda\; d\,\frac{x^2}{r^{n+1}} + \frac{x}{y}\cos\mu\; d\,\frac{y^2}{r^{n+1}} + \frac{x}{z}\cos\nu\; d\,\frac{z^2}{r^{n+1}}\right]$$

$$= \frac{ii'\,ds'}{2}\left[d\,\frac{x^2\cos\lambda + xy\cos\mu + xz\cos\nu}{r^{n+1}} - \frac{y^2\cos\mu}{r^{n+1}}\,d\,\frac{x}{y} - \frac{z^2\cos\nu}{r^{n+1}}\,d\,\frac{x}{z}\right]$$

$$= \frac{ii'\,ds'}{2}\left[d\,\frac{x\cos\beta}{r^n} + \cos\mu\,\frac{x\,dy - y\,dx}{r^{n+1}} - \cos\nu\,\frac{z\,dx - x\,dz}{r^{n+1}}\right].$$

Soll die Wirkung eines endlichen Stromtheiles s auf ds' gefunden werden und sind x_1, r_1, β_1 sowie x_2, r_2, β_2 die Werthe, welche x, r und β an den beiden Enden desselben erhalten, so braucht nur die letzte Formel zwischen den bezeichneten Grenzen integrirt zu werden, um die Componente der Wirkung nach der Axe der X zu erhalten. Es ergiebt sich

$$\frac{ii'\,ds'}{2}\left[\frac{x_2\cos\beta_2}{r_2^n} - \frac{x_1\cos\beta_1}{r_1^n} + \cos\mu\int_{x_1 r_1 \beta_1}^{x_2 r_2 \beta_2}\frac{x\,dy - y\,dx}{r^{n+1}} - \cos\nu\int_{x_1 r_1 \beta_1}^{x_2 r_2 \beta_2}\frac{z\,dx - x\,dz}{r^{n+1}}\right].$$

Ist nun die Curve, zu welcher ds gehört, eine geschlossene Curve, so wird $x_1 = x_2$, $r_1 = r_2$, $\beta_1 = \beta_2$. Und bezeichnet man die Componente ihrer Wirkung auf ds' nach der Axe der X mit X, so ist

$$X = \frac{ii'\,ds'}{2}\left[\cos\mu\int\frac{x\,dy - y\,dx}{r^{n+1}} - \cos\nu\int\frac{z\,dx - x\,dz}{r^{n+1}}\right] \quad \ldots \; 1\text{a}).$$

Durch ganz analoge Schlüsse ergeben sich für die Componenten nach den Axen der Y und Z, welche bezüglich mit Y und Z bezeichnet werden mögen, die Werthe

$$Y = \frac{ii'\,ds'}{2}\left[\cos\nu\int\frac{y\,dz - z\,dy}{r^{n+1}} - \cos\lambda\int\frac{x\,dy - y\,dx}{r^{n+1}}\right] \quad \ldots \; 1\text{b})$$

$$Z = \frac{ii'\,ds'}{2}\left[\cos\lambda\int\frac{z\,dx - x\,dz}{r^{n+1}} - \cos\mu\int\frac{y\,dz - z\,dy}{r^{n+1}}\right] \quad \ldots \; 1\text{c}).$$

Setzt man hierinnen

$$\left.\begin{aligned} \int\frac{y\,dz - z\,dy}{r^{n+1}} &= A \\ \int\frac{z\,dx - x\,dz}{r^{n+1}} &= B \\ \int\frac{x\,dy - y\,dx}{r^{n+1}} &= C \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \; 2),$$

so erhalten die vorstehenden Gleichungen die Form

$$\left.\begin{aligned} X &= \frac{ii'\,ds'}{2}(C\cos\mu - B\cos\nu) \\ Y &= \frac{ii'\,ds'}{2}(A\cos\nu - C\cos\lambda) \\ Z &= \frac{ii'\,ds'}{2}(B\cos\lambda - A\cos\mu) \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \; 3).$$



Mit Hülfe dieser drei Gleichungen für die Wirkung einer geschlossenen Stromcurve auf ein Stromelement in der Richtung dreier zu einander senkrechter Coordinatenaxen ergiebt sich die Resultirende R in Grösse und Richtung durch die Gleichung

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4).$$

Die drei Werthe für A, B und C sind im Allgemeinen nur dann einer unmittelbaren Integration fähig, wenn die geschlossene Stromcurve gegen den Abstand r vom Stromelement unverhältnissmässig klein ist. Die einfache Form, zu welcher in diesem Falle die Integrationen führen, benutzt Ampère, um daraus Anschauungen für endliche Stromcurven zu gewinnen.

In *Fig. 130* mag $mnk_{,}$ einen solchen sehr kleinen ebenen, beliebig im Raume gelegenen und beliebig gestalteten geschlossenen Strom vom Flächeninhalte λ darstellen. In a befinde sich die Mitte eines Stromelementes, auf welches er wirkt, und dieser Punkt sei wiederum der Anfang der drei rechtwinkeligen Coordinaten aX, aY und aZ. Um mit der Entwickelung des Werthes

$$C = \int \frac{x\,dy - y\,dx}{r^{n+1}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5)$$

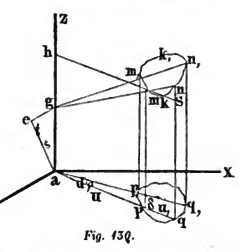


Fig. 130.

zu beginnen, mag $pqp_{,}$ die Projection von $mnk_{,}$ auf der Ebene XY darstellen, und es mag $mnk_{,}$ durch Ebenen, welche sich in der Axe der Z kreuzen, in kleinste Streifen zerlegt werden. Zwei solcher benachbarter Ebenen mögen den Streifen $mnn_{,}m_{,}$ auf der Fläche λ und auf ihrer Projection den Streifen $pqq_{,}p_{,}$ abschneiden. Der kleine Winkel, den beide Ebenen mit einander bilden, werde mit $d\varphi$ bezeichnet. Ist nun $mm_{,}$ das zu betrachtende Stromelement und m derjenige Punkt, welchem die Coordinaten xyz angehören, ist p seine Projection und ist $p_{,}$ die Projection des zu m benachbarten Punktes $m_{,}$, so ist leicht ersichtlich, dass $\frac{x\,dy - y\,dx}{2}$ gleich ist dem Flächeninhalte des Dreiecks $pap_{,}$. Wird die Länge der Linie pa mit u bezeichnet, so ist demnach

$$C = \int \frac{x\,dy - y\,dx}{r^{n+1}} = \int \frac{u^2\,d\varphi}{r^{n+1}}.$$

Wird sogleich das zweite durch die Ebenen abgeschnittene Stromelement $n_{,}n$ mit in Rechnung gezogen, so muss seine Wirkung, als entgegengesetzt gerichtet, von der des Elementes $mm_{,}$ abgezogen werden. Wird die Linie pq mit δu bezeichnet, und der entsprechende Zuwachs von r mit δr, so geht der Werth von C für $mm_{,}$ und $n_{,}n$ über in

$$C = \int \frac{u^2\,d\varphi}{r^{n+1}} - \int \frac{(u + \delta u)^2\,d\varphi}{(r + \delta r)^{n+1}}.$$

Sind nun die Abmessungen der Fläche λ so klein, dass bei einer Reihenentwickelung des Werthes unter dem zweiten Integral schon die zweiten Potenzen von δu und δr vernachlässigt werden können, so vereinfacht sich jener Werth in

$$C = \int \left[\frac{(n+1)\,u^2\,\delta r}{r^{n+2}} - \frac{2\,u\,\delta u}{r^{n+1}} \right] d\varphi.$$

Nun ist aber

$$r^2 = u^2 + z^2$$

und

$$\delta r = \frac{u\delta u + z\delta z}{r}.$$

Fällt man ferner ein Perpendikel $ae = t$ von a aus auf die Ebene der gegebenen kleinen Strombahn, verbindet seinen Fusspunkt e in dieser Ebene mit dem Punkte g und bezeichnet den Winkel, welchen es mit der Axe der Z macht, durch ζ: so ist

$$ag = \frac{t}{\cos\zeta}.$$

Wird demnächst durch den Punkt m die Linie hs parallel zur Linie aq gezogen, so ist

$$hg = z - \frac{t}{\cos\zeta},$$

und aus der Aehnlichkeit der Dreiecke mhg und msn findet sich

$$mh : ms = hg : sn$$

oder

$$u : \delta u = z - \frac{t}{\cos\zeta} : \delta z,$$

woraus

$$\delta z = \frac{\delta u}{u}\left(z - \frac{t}{\cos\zeta}\right)$$

und mit Benutzung dieses Werthes und der obigen Gleichung

$$\delta r = \frac{(u^2 + z^2)\cos\zeta - tz}{ur\cos\zeta}\,\delta u$$

$$= \frac{r^2\cos\zeta - tz}{ur\cos\zeta}\,\delta u$$

sich ergiebt. Mit Hülfe dieses Werthes wird nun

$$C = \int\left[\frac{(n+1)(r^2\cos\zeta - tz)}{r^{n+3}\cos\zeta} - \frac{2}{r^{n+1}}\right]u\delta u\,d\varphi$$

$$= \int\left[\frac{n-1}{r^{n+1}} - \frac{(n+1)\,tz}{r^{n+3}\cos\zeta}\right]u\delta u\,d\varphi.$$

Unter der Voraussetzung, dass die Abmessungen der Stromcurve sehr klein seien, ist aber auch gestattet, für die veränderlichen Werthe von r und z mittlere constante Werthe anzunehmen, etwa die des Schwerpunktes der Curve. Gehen demgemäss r und z über in $l_{,}$ und $z_{,}$, so wird

$$C = \left[\frac{n-1}{l_{,}^{n+1}} - \frac{(n+1)\,tz_{,}}{l_{,}^{n+3}\cos\zeta}\right]\int u\delta u\,d\varphi.$$

Das so vereinfachte Integral lässt sich aber unmittelbar lösen. Bedenkt man nämlich, dass $ud\varphi$ derjenige kleine Bogen ist, welcher dem Halbmesser u und dem kleinen Winkel $d\varphi$ angehört, so ist $u\delta u d\varphi$ gleich dem Flächeninhalte des Streifens $pqq_{,}p_{,}$ oder der Projection des Streifens $mnn_{,}m_{,}$ auf die Ebene der XY. Nothwendiger-

weise ist aber dann das Integral aus $u\delta u d\varphi$ gleich den Projectionen aller dieser Streifen zwischen den äussersten Punkten k und $k_{,}$, d. i. gleich dem Flächeninhalte λ der Stromcurve, projicirt auf die Ebene der XY. Da nun die Ebene der Stromcurve mit der Ebene der XY denselben Winkel ζ bildet wie die Normale t zur erstern mit der Axe der Z, so ist

$$\int u\delta u d\varphi = \lambda \cos\zeta$$

also

$$C = \left[\frac{(n-1)\cos\zeta}{l_{,}^{n+1}} - \frac{(n+1)\,tz_{,}}{l_{,}^{n+3}}\right]\lambda \quad \ldots \ldots \quad 6\,a).$$

Durch ganz ähnliche Betrachtungen finden sich die analogen Werthe

$$B = \left[\frac{(n-1)\cos\eta}{l_{,}^{n+1}} - \frac{(n+1)\,ty_{,}}{l_{,}^{n+3}}\right]\lambda \quad \ldots \ldots \quad 6\,b)$$

und

$$A = \left[\frac{(n-1)\cos\xi}{l_{,}^{n+1}} - \frac{(n+1)\,tx_{,}}{l_{,}^{n+3}}\right]\lambda \quad \ldots \ldots \quad 6\,c),$$

wenn mit η und ξ diejenigen Winkel bezeichnet werden, welche die Normale zur Stromebene mit den Axen der Y und X bildet, und mit $y_{,}$ und $x_{,}$ die Werthe von y und x für den Schwerpunkt der kleinen geschlossenen Stromcurve.

Die so gefundenen Werthe für A, B und C brauchen nun nur in die Werthe für X, Y und Z der Gleichungen 3) substituirt zu werden, um mit Hülfe derselben die Grösse und Richtung der Wechselwirkung R in Gleichung 4) zwischen dem Stromelement und der kleinen Stromcurve darzustellen.

Mit Hülfe der im Vorstehenden gewonnenen Ergebnisse für sehr kleine geschlossene Ströme ist man aber in den Stand gesetzt, die Wirkung eines endlich grossen geschlossenen Stromes zu ermitteln. Sei MN in *Fig. 131* ein solcher, und werde seine Richtung durch die peripherischen Pfeile angedeutet, so kann man die von ihm begrenzte Fläche zertheilt denken in beliebig viele kleine Flächenelemente wie z. B. mn, von denen jedes als eben zu betrachten ist. Stellt man sich nun vor, dass jedes dieser Theilchen in gleichem Sinne und von einem gleichstarken Strome umflossen werde als die ganze Fläche, dann wird in der Wirkung nach aussen nichts geändert, indem sich nämlich stets zwei benachbarte Stromelemente benachbarter Theilchen, als gleich und entgegengesetzt gerichtet, gegenseitig aufheben, und somit nur diejenigen Antheile übrig bleiben, welche in der Peripherie der Fläche liegen, also mit dem ursprünglich gegebenen Strome zusammenfallen. Da nun auf die Wirkung eines jeden der so gewonnenen Flächenelemente die voranstehenden Erörterungen übertragen werden können, so findet sich die Wirkung des endlichen geschlossenen Stromes MN, dessen Flächeninhalt mit C bezeichnet werden mag, wenn man $\lambda = d^2C$ setzt und die für X, Y und Z sich ergebenden Werthe einer doppelten Integration, entsprechend den beiden Theilungsrichtungen in *Fig. 131* unterwirft.

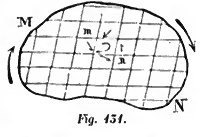


Fig. 131.

Das Gesagte mag auf den Fall übertragen werden, wenn der geschlossene Strom MN sowie dasjenige Stromelement, mit dem es in Wechselwirkung steht, in eine Ebene, etwa in die der XY, fallen. Für diese Annahme ist

$$t = 0; \quad z_{,} = 0; \quad \cos\zeta = \cos 0^{\circ} = 1; \quad \cos\eta = \cos\xi = \cos 90^{\circ} = 0;$$

$$\cos\nu = \cos 90^{\circ} = 0$$

und somit wird in den Gleichungen 6)

$$A = 0; \quad B = 0; \quad C = \frac{n-1}{l_,^{n+1}} \lambda$$

welche Werthe in die Formeln 3) eingesetzt

$$X = \quad \frac{ii'\,ds'}{2} \frac{n-1}{l_,^{n+1}} \lambda \cdot \cos\mu$$

$$Y = -\frac{ii'\,ds'}{2} \frac{n-1}{l_,^{n+1}} \lambda \cdot \cos\lambda$$

$$Z = 0$$

und demgemäss in Formel 4)

$$R = \frac{ii'\,ds'}{2} \frac{n-1}{l_,^{n+1}} \lambda \sqrt{\cos^2\mu + \cos^2\lambda}$$

$$= \frac{n-1}{2} ii'\,ds' \frac{\lambda}{l_,^{n+1}} \quad \ldots \ldots \quad 7)$$

ergeben, indem $\cos\mu^2 + \cos^2\lambda = 1$, weil $\mu + \lambda = 90^0$ ist. Wird hierin λ mit d^2L vertauscht, so ist R der Ausdruck für die Wechselwirkung des Stromelementes und eines der Theilchen mn der *Fig. 131*, in welche die Fläche des endlich grossen geschlossenen Stromes MN zerkleinert werden durfte. Die Wechselwirkung des Stromelementes mit dem ganzen Strome MN erhält alsdann den Ausdruck

$$R_, = \frac{n-1}{2} ii'\,ds' \iint \frac{d^2L}{l_,^{n+1}} \quad \ldots \ldots \quad 8).$$

„Errichtet man also auf jedem Punkte der vom Strome umgebenen Fläche ein Perpendikel von der Länge $\frac{1}{l_,^{n+1}}$, dann stellt das Volumen des Prismas, welches die Stromcurve als Basis hat, und andererseits durch die Enden dieser Perpendikel begrenzt wird, den Werth $\iint \frac{d^2L}{l_,^{n+1}}$ dar; und wird dieses Volumen mit dem Werthe $\frac{n-1}{2} ii'\,ds'$ multiplicirt, so ergiebt sich der Ausdruck für die gesuchte Wirkung."

Es bleibt noch übrig die gepflogene Untersuchung auf die Wechselwirkung zwischen zwei sehr kleinen geschlossenen und in einer Ebene liegenden Strömen zu übertragen. Werden solche Ströme in *Fig. 132* dargestellt durch die um O und O' gezogenen Curven, so zeigte Gleichung 7), dass die Wirkung des Stromes um O auf ein Stromelement gefunden wird durch

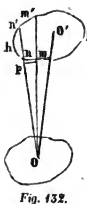


Fig. 132.

$$R = \frac{n-1}{2} ii'\,ds' \frac{\lambda}{l_,^{n+1}}.$$

Ist mn das bezügliche Stromelement, und wird dasselbe durch die beiden von O ausgehenden einander sehr nahen Zuglinien $Om = l_,$ und $On = l_, + dl_,$ abgeschnitten, welche einen Winkel $d\varphi$ mit einander bilden, so kann mn in die beiden Stromelemente mp und pn zerlegt werden, von denen das eine dem Bogen $l_, d\varphi$, das andere dem Zuwachs $l_,$ oder $dl_,$ entspricht. Der vorstehende Ausdruck kann demnach gleich der Summe von

$$\frac{n-1}{2} ii' \frac{\lambda d\varphi}{l_{,}^{n}}$$

und

$$\frac{n-1}{2} ii' \frac{\lambda dl_{,}}{l_{,}^{n+1}}$$

betrachtet werden. Erfährt der letzte Antheil eine Integration für den ganzen sehr kleinen geschlossenen Strom, so verschwindet derselbe, wie schon daraus ersichtlich ist, dass die Werthe auf der concaven und convexen Seite entgegengesetzte Vorzeichen erhalten und wegen der zu geringen Entfernungsdifferenz von O mit derselben Stärke wirken. Es bleibt also nur übrig, den ersten Antheil ins Auge zu fassen. Verlängert man die beiden Zuglinien bis $m_{,}$ und $n_{,}$ und bezeichnet $mm_{,}$ mit $\delta l_{,}$, so ist der in den mit $on_{,}$ und $d\varphi$ gebildeten Bogen fallende Antheil

$$\frac{n-1}{2} ii' \frac{\lambda d\varphi}{(l_{,} + \delta l_{,})^{n}}.$$

Die Wirkung beider zwischen die Zuglinien fallenden Antheile ist also gleich der Differenz der dafür gefundenen Ausdrücke, welche durch Reihenentwickelung und Vernachlässigung der Glieder mit höhern Potenzen von $\delta l_{,}$ die Form

$$\frac{n(n-1)}{2} ii' \lambda \frac{d\varphi \, \delta l_{,}}{l_{,}^{n+1}}$$

oder

$$\frac{n(n-1)}{2} ii' \lambda \frac{l_{,} d\varphi \, \delta l_{,}}{l_{,}^{n+2}}$$

erhält. Durch Integration dieses Werthes zwischen den äussersten Grenzen h und $h_{,}$ der Stromcurve ergiebt sich daraus der Werth der Wechselwirkung beider

$$R_{2} = \frac{n(n-1)}{2} ii' \lambda \int \frac{l_{,} d\varphi \, \delta l_{,}}{l_{,}^{n+2}}.$$

Der Werth $l_{,} d\varphi \, \delta l_{,}$ ist nun nichts anderes als der Flächeninhalt $d\lambda_{,}$ des durch die beiden Zuglinien gebildeten kleinen Streifens $mm'n'n$; also ist das Integral daraus gleich dem Inhalte $\lambda_{,}$ der ganzen von dem Strome umschriebenen Fläche. Und ist man wegen deren Kleinheit berechtigt, statt des veränderlichen Werthes $l_{,}$ den unveränderlichen Abstand $OO_{,} = l$ der Schwerpunkte beider Stromcurven zu substituiren, so erhält man

$$R_{2} = \frac{n(n-1)}{2} ii' \frac{\lambda \lambda_{,}}{l^{n+2}} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 9).$$

Die Kraft, mit welcher zwei kleine geschlossene Stromtheilchen auf einander wirken, ist also direct proportional dem Producte der von ihnen umschriebenen Flächen und umgekehrt proportional der $n+2^{\text{ten}}$ Potenz des Abstandes ihrer Schwerpunkte.

Ueberträgt man die Wechselwirkung zweier kleinster geschlossener Ströme nach den so eben gegebenen Nachweisen auf die Wechselwirkung zwischen zwei in einer Ebene liegenden endlichen geschlossenen Strömen, so ist unschwer zu ersehen, dass auch diese proportional dem Product aus den von ihnen umschlossenen Flächenräumen und umgekehrt proportional der $n+2^{\text{ten}}$ Potenz der Abstände ihrer Anziehungsmittelpunkte sein muss, und dass die Richtung ihrer Wechselwirkung die der Verbindungslinie ihrer Anziehungsmittelpunkte ist.

Bildet man sich nun zwei Systeme von je zwei geschlossenen Strömen, welche so beschaffen sind, dass die Lineardimensionen des einen Systems in demselben Verhältnisse stehen, wie die Lineardimensionen des andern, und dass beide zu einander symmetrisch gelegen sind, so kann man die von den Strömen umschlossenen Flächen beider Systeme in gleich viele symmetrisch gestaltete und gelegene kleinste Theilchen zerspalten. Es ist aber ersichtlich, dass unter solchen Bedingungen das Verhältniss der Wirkung in beiden Systemen gleich dem zweier in beiden symmetrisch gelegenen Theilchen sein muss. Angenommen, es verhalten sich die Lineardimensionen wie $m : 1$, also die Flächen wie $m^2 : 1$, so ist das Verhältniss der Wirkungen in beiden Systemen

$$\frac{n(n-1)}{2} ii' \frac{\lambda\lambda'}{l^{n+2}} : \frac{n(n-1)}{2} ii' \frac{\lambda\lambda' \cdot m^4}{l^{n+2} \cdot m^{n+2}} = 1 : m^{-n+2}.$$

Der in *Fig. 128* dargestellte Versuch bietet nun zwei Systeme dar, in denen die Lineardimensionen des ersten und zweiten Kreises in gleichem Verhältnisse stehen wie die Lineardimensionen des zweiten und dritten Kreises. Da aber dieser Versuch zeigt, dass dann die Wirkungen einander gleich sind, indem unter jenen Bedingungen der mittlere Kreis sich im Gleichgewicht befindet, so muss nothwendigerweise jenes Verhältniss der Wirkungen auch gleich sein, d. h. es muss $m^{-n+2} = 1$ oder

$$n = 2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 10).$$

sein.

Nachdem also der Werth von n gefunden worden ist, lässt sich auch der Werth von k in Gleichung 3) der N. I. zahlenmässig darstellen. Es ist nämlich

$$k = \frac{1-n}{2}$$

$$= -\frac{1}{2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 11).$$

Mit Hülfe der so gefundenen Werthe für n und k vereinfacht sich die Formel für die Wechselwirkung zweier Stromelemente wie sie in §. 24, N. V. 1) und 2) gegeben wurde in

$$\left.\begin{array}{l} ii'\,ds\,ds' \dfrac{\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma - \dfrac{1}{2}\cos\alpha\cos\beta}{r^2} \\ \text{oder} \\ ii'\,ds\,ds' \dfrac{\cos\varepsilon + \dfrac{3}{2}\cos\alpha\cos\beta}{r^2} \end{array}\right\} \quad \ldots \quad 12),$$

sowie deren Umformung [daselbst N. VI. Gleichung 7)] in

$$\frac{ii'\,ds'}{\sqrt{r}}\, d\,\frac{\cos\beta}{\sqrt{r}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 13).$$

---

[1] AMPÈRE. *Ann. de ch. et de ph.* 20. 414. (1822.) — *Dessen *Récueil* p. 311.

[2] AMPÈRE. *Ann. de ch. et de ph.* V. 29. p. 381. et V. 30. p. 29. (1825.) Gelesen vor der Akademie der Wissenschaften zu Paris am 12. Sept. 1825.

Später wurden diese und die nachfolgenden Untersuchungen, sowie die in den §§. 27 und 28 wiedergegebenen von AMPÈRE zusammengestellt in seinem *Mémoire sur*

la théorie mathématique des phénomènes électrodynamiques, welches sich in den *Mém. de l'Acad. de Paris*, 6. 175 (1823) findet. Ein mit Ausnahme der letzten Seiten bis auf die Druckfehler unveränderter Abdruck jenes Mémoire ist die *Théorie des phénomènes électrodynamiques uniquement déduite de l'expérience.* Paris et Bruxelles, Nov. 1826.
[3] AMPÈRE. *Théorie etc.* p. 25.

§. 26. WEBER's Bestimmung der Constanten n und k mit dem Elektrodynamometer.

AMPÈRE versuchte also, wie wir sahen, durch Gleichgewichtslagen beweglicher Stromleiter zwischen feststehenden von gegebenen Formen und Grössen die experimentellen Proben auf seine theoretischen Untersuchungen zu machen. Die Gründe, welche ihn dazu bewogen, gerade diesen Weg der Beobachtung einzuschlagen, giebt er in seiner *Théorie des phénomènes électrodynamiques* p. 9 sqq. Sie kommen wesentlich darauf hinaus, dass eine directe Messung der hier wirksamen Kräfte mittels anderer schon bekannter Kräfte, also etwa durch Bestimmung der Schwingungen eines durchströmten Leiters unter Einfluss eines andern, oder durch die Methode der Torsion, zu grosse Schwierigkeiten darbieten, um durchführbar zu sein. In Wahrheit fehlten auch vor Einführung der constanten galvanischen Ketten und vor der GAUSS'schen Beobachtungsmethode mit Spiegel und Fernrohr die Bedingungen zu genauen messenden Versuchen mit so schwachen Kräften als die hier in Rede stehenden sind. AMPÈRE begnügte sich also, die elektrodynamischen Kräfte unter sich selbst zu vergleichen. Ein solches Verfahren führte, wenn auch nicht zu messenden, so doch zu darstellenden Beweisen für seine theoretischen Ergebnisse, und solche genügten während dreier Jahrzehnte.

Durch AMPÈRE's Methode wurde die Quantität der während der Versuche thätigen Kräfte eliminirt; doch endlich wurde es Bedürfniss, auch diese zu messen, weil nur so allein das Maass für die Beobachtungsfehler und somit die Genauigkeit der Versuche normirt werden kann. Ferner sind die von AMPÈRE angegebenen Versuche einer grossen Zuverlässigkeit nicht fähig, wie sich schon daraus übersehen lässt, dass alle Zuleitungsdräthe theils auf Spitzen ruhen, theils wenigstens in Quecksilber tauchen, und somit der ohnehin überaus schwachen zwischen zwei Leitungsdräthen thätigen Kraft eine unverhältnissmässig grosse Reibung und Flächenwirkung entgegensetzen. AMPÈRE sagt selbst (*Theorie etc.* p. 205): „*L'expérience dont je me suis servi pour déterminer la valeur de k est peu susceptible de précision à cause du frottement de l'arc aa'* (*Fig. 125*) *sur le mercure contenu dans les deux augets m et m', et de la difficulté qu'on éprouve à empêcher, que la répulsion qui s'établit entre l'arc et le mercure, lorsque le courant électrique le traverse, ne les écarte assez l'un de l'autre pour interrompre la communication.*" Darum wendet er sich wieder der ältern Darstellungsweise (vergleiche *Fig. 124*) jener Gleichgewichtslage zu. Aber dieser Widerruf giebt überdem noch den Anschein, als ob der hier zur Sprache gekommene Versuch sogar früher zum Beweise benutzt worden sei, als er selbst angestellt worden ist.

Um dem Bedürfniss der Wissenschaft zu entsprechen, nahm W. WEBER die Untersuchungen AMPÈRE's wieder auf[1], indem er dessen Bestimmung für

$n = 2$ und $k = -\frac{1}{2}$ als richtig voraussetzte, nach der somit gegebenen Formel eine Reihe von Messungen berechnete und daraus, dass die Rechnungen unter einander übereinstimmten, schloss, dass die Zahlenwerthe jener Constanten die richtigen seien.

Zu den Messungen der Wechselwirkung zweier Ströme bediente sich Weber eines von ihm construirten Instrumentes, das sehr vielseitiger Anwendung fähig ist, und welches er Elektrodynamometer nannte. Die Principien, nach denen dasselbe ausgeführt ist, lassen sich etwa folgendermassen formuliren: Es wird beabsichtigt, das Drehungsmoment eines Kreisstromes unter Einfluss eines andern zu ihm senkrechten Kreisstromes zu messen, dessen Mittelpunkt mit dem des erstern entweder zusammenfällt oder in bekannten Abständen von demselben entfernt ist. Als Maass für das Drehungsmoment wird die Torsion benutzt, mit welcher einer der beiden Stromkreise in einer bestimmten Lage zu beharren strebt, wenn er an zwei parallelen und gleichgespannten Fäden aufgehangen ist und durch die Einwirkung des andern feststehenden Kreises aus jener Lage abgelenkt wird. Sollen aber beide Mittelpunkte in einen Punkt zusammenfallen können, und soll andererseits der eine von beiden Kreisen beweglich sein, so wird es Bedingung, dass beide verschiedene Durchmesser haben. Da nun ferner die Wirkung der Zuleitungsdräthe schwierig zu berechnen sein würde, so beseitigt dieselbe Weber dadurch, dass er statt einfacher starker Kreisdräthe vielmehr Rollen von vielen Windungen schwacher Dräthe benutzt. Dadurch kann bei schwachen Strömen eine so starke Wechselwirkung der Rollen erzielt werden, dass gegen dieselbe der störende Einfluss der Zuleitungen vollkommen verschwindet. Damit nun aber die Zuleitungsdräthe zur beweglichen Rolle nicht durch ihre Steifigkeit oder etwa durch den Widerstand, welchen eine Quecksilberverbindung darbieten könnte, der freien Beweglichkeit Eintrag thun, werden sie selbst dazu benutzt, um an ihnen die Rolle aufzuhängen. Durch einen der beiden Aufhängefäden wird also der Rolle der Strom zu-, durch den andern von ihr wieder fortgeführt. Die bewegliche Rolle nennt Weber Bifilarrolle, die unbewegliche Multiplicatorrolle. — Zur genauen Ermittelung der Drehungen, welche der Bifilarrolle durch die feststehende ertheilt werden, dient die Gauss'sche Beobachtungsmethode mittels Spiegel und Fernrohr. Zu dem Ende ist ein ebener Spiegel so an der Bifilarrolle befestigt, dass er an allen Bewegungen derselben theilnimmt. Der Spiegel reflectirt das Bild einer entfernten horizontalen Skale in ein über der Mitte der letztern stehendes Fernrohr, in dessen Diaphragma ein Verticalfaden zur leichtern Orientirung aufgespannt ist.

Zuerst wurde nun durch eine Beobachtungsreihe mit concentrischen und senkrecht auf einander stehenden Dynamometerrollen und gleichzeitigen Bestimmungen der Stromstärken nachgewiesen, dass die am Dynamometer wirksamen Kräfte den Quadraten der Stromstärke proportional seien.

Hierauf folgte erst die eigentliche Untersuchung. Eine weitere umfassende Beobachtungsreihe mass nämlich die Drehungsmomente der Bifilarrolle unter Einfluss der Multiplicatorrolle bei verschiedenen Abständen. Die Ebenen beider Rollen waren stets senkrecht zu einander. Die Abstände der Mittelpunkte beider

Rollen betrugen 0, 300, 400, 500 und 600 Millimeter, und um die Versuche möglichst zu vervielfältigen, wurden die Rollen in beiden Lagen der magnetischen Ostwestrichtung und in beiden der Südnordrichtung um die angegebenen Grössen von einander entfernt. Gleichzeitig mit jeder Messung wurde eine Messung der Stromstärke verbunden. Nach dem Grundsatze der ersten Versuchsreihe liess es sich nun ermöglichen, die durch verschiedene Ströme gewonnenen Drehungsmomente auf eine und dieselbe Stromstärke zu reduciren, und die so dargestellten Zahlen gaben das Ziel der Beobachtung.

Der Berechnung wurde AMPÈRE's Formel für die Wechselwirkung zweier Stromelemente zu Grunde gelegt. Hieraus wurde eine Formel dargestellt für das Drehungsmoment eines kreisförmigen Leiters unter Einfluss eines andern seine Ebene rechtwinkelig schneidenden. Diese Formel wurde nach den verschiedenen Versuchsbedingungen modificirt und übertragen auf die Dimensionen der Rollen, insofern dieselben namentlich nicht blos als einfache Stromkreise betrachtet werden durften. Nach Einsetzung der durch die Versuche gegebenen Zahlenwerthe für die verschiedenen Abstände, innern und äussern Halbmesser, sowie für die Breiten der Rollen wurden Zahlen berechnet, welche den beobachteten Drehungsmomenten proportional sein mussten, wenn anders AMPÈRE's Formel richtig war. Und da sich mit grosser Uebereinstimmung die erwartete Proportionalität herausstellte, so war die Richtigkeit der AMPÈRE'schen Formel erwiesen.

I. Die nähere Einrichtung von WEBER's Elektrodynamometer ist aus den *Figg. 133—140* auf S. 244—245 ersichtlich. Dieselben sind den in Poggendorff's Annalen Bd. 73, Tafel II. gegebenen entnommen und in $^1/_3$ der Abmessungen des Instrumentes selbst wiedergegeben; nur *Fig. 137* ist nach dem Maasstab $^1/_2$ gezeichnet. In diesem Instrument ist die innere Rolle bifilar aufgehangen, die äussere dagegen steht fest. Den Aufhängeapparat stellt *Fig. 133* perspectivisch dar. Es ist nn' ein elfenbeinerner Träger, der in die cylindrischen Messingenden $nl\ n'l'$ ausläuft. Ueber letztere werden die Haken des Schiffchens $cbb'c'$ gehangen, und dieses dient dazu, die bewegliche Rolle zu tragen. Der übersponnene Kupferdrath der letztern ist in einer Länge von 200 Metern und in etwa 1200 Windungen auf die Spule asa gelegt, gegen welche mittels einer metallenen durch s gehenden Axe die elfenbeinernen Leisten $bb'bb'$ geschraubt werden. Die letztern sind in $b'b'$ angenietet und in bb mittels eines Charniers befestigt an den zweitheiligen untern Enden der Haken. Das innere Drathende wird durch das Loch d nach aussen und auf dem Wege $dkm'r'$ nach p geführt, das äussere geht über mr nach p. In p treten beide durch gesonderte, sehr nahe Oeffnungen aus nach c' und c, um demnächst als Aufhängefäden zu dienen. Die Schrauben g und i tragen den Spiegel f und sein Gegengewicht h.

Fig. 134 ist eine Ansicht der so eben beschriebenen Theile von oben. Der hier neu hinzugekommene Theil qq' ist ein Zeiger, welcher auf den Zapfen p der vorigen Figur aufgesetzt wird und den Zweck hat, über einer Gradtheilung zu spielen, welche aus der in *Fig. 140* gegebenen Darstellung des ganzen Apparates von oben ersichtlich wird. *Fig. 135* ist die geometrische Darstellung der beschriebenen Theile, nachdem der Drath auf die Spule gewunden ist, mit Beibehaltung der in *Fig. 133* benutzten Bezeichnungen.

Der Kupferdrath der Bifilarrolle ist von n und n' (in *Fig. 133*) an vertauscht mit sehr dünnen ausgeglühten Silberdräthen, welche die Leitung und Aufhängung vermitteln. Zu

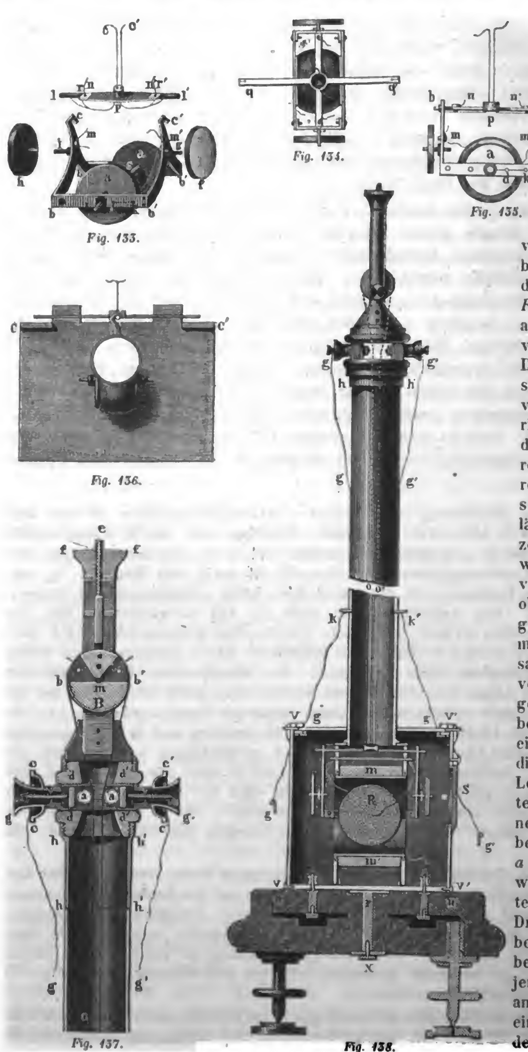


Fig. 133. Fig. 134. Fig. 135. Fig. 136. Fig. 137. Fig. 138.

dem Ende befinden sich bei *n* und *n'* metallene Schräubchen, an welche die beiderseitigen Drathenden geschlungen werden. Der silberne Doppeldrath hat von dem Querbalken bei *p* bis zu den beiden Röllchen *aa'* in *Fig. 137*, zu denen er aufführt, eine Länge von 500 Millimetern. Die letztere Figur stellt nämlich um $\frac{1}{6}$ vergrössert die Vorrichtungen dar, welche dazu dienen, die oberen Enden des bifilaren Drathes zu befestigen. Derselbe verläuft nach seiner ganzen Länge in einer weiten Messingröhre, von der hier nur das obere Stück *hh'* dargestellt ist. Die Röhre mündet in einen Aufsatz, in welchen zuvörderst diametral gegenüber zwei Elfenbeinstücken *d d d' d'* eingesetzt sind. Durch diese gehen metallene Leitungen, welche mittels Gabeln die im Innern liegenden leicht beweglichen Rädchen *a* und *a'* tragen, und welche so vorgerichtet sind, dass durch Drehung der aussen befindlichen Schraubenmuttern *cc* und *c'c'* jene Rädchen einander angenähert oder von einander entfernt werden können, ohne dass

sie an der Drehung der Schraubenmuttern Antheil nehmen. Um die Rädchen a und a' sind nun die beiden Aufhängedräthe geschlungen und führen dann aufwärts nach der elfenbeinernen Rolle B, welche um ihre Axe m in einer Gabel leicht drehbar ist und bei b und b' kleine Stiftchen trägt, an denen die Dräthe befestigt werden. Die Rolle B kann mittels der Schraubenmutter ff an dem Stiel e der Gabel gehoben und gesenkt werden, und da letzterer unten quadratisch durch eine quadratische Oeffnung geht, behält die Ebene der Rolle ihre Richtung bei. Durch die so getroffene Anordnung setzt sich die Spannung der Aufhängedräthe von selbst in's Gleichgewicht, ohne dass eine leitende Verbindung, ausser durch die Bifilarrolle, zwischen denselben bestände. Die zur Einstellung der Rädchen a und a' dienenden Schraubenmuttern tragen einen axialen metallenen Fortsatz g und g', um welchen diejenigen Dräthe gg und $g'g'$ geschlungen werden, welche mittels der Rädchen a und a' den Bifilardräthen und durch diese der schwebenden Drathrolle den Strom zu- und abführen sollen.

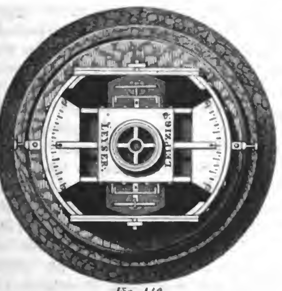


Fig. 140.

Figg. 138 und *139* stellen nun das ganze Instrument (allerdings mit einer Verkürzung der hohlen Messingröhre bei oo') unterntheils in zwei zu einander senkrechten Verticaldurchschnitten, oberntheils in perspectivischen Zeichnungen dar. *Fig. 138* ist der Durchschnitt nach der bisher vorzugsweise betrachteten Richtung. Es ist R die Bifilarrolle, getragen von dem Schiffchen und dem Doppelfaden, welcher im Innern der Röhre verläuft. Der Kopf der Röhre ist bei hh' drehbar und daselbst mit einer Gradtheilung versehen, um an derselben die Ebene der bifilaren Dräthe und der an ihnen hängenden Rolle zu normiren. Die Bifilarrolle schwebt in der festen Rolle oder dem **Multiplicator**, welcher sich hier wie mm' und in *Fig. 139* wie m darstellt. Derselbe besteht aus einem Drathe von 300 Meter Länge, welcher in etwa 900 Windungen auf einen hohlen Messingcylinder mit weit überstehenden viereckigen hölzernen Seitenplatten aufgelegt ist. Die Seitenplatten sind oben

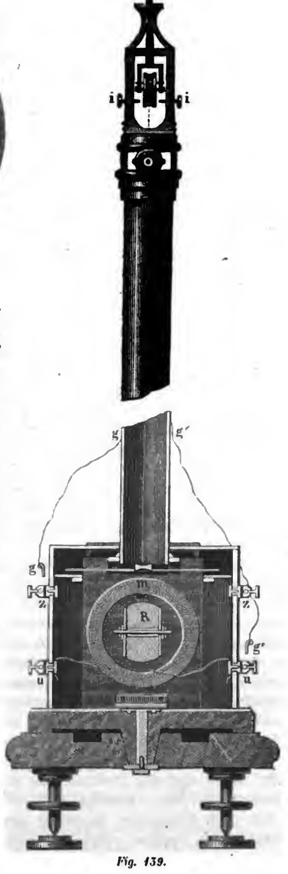


Fig. 139.

mittlerntheils bedeckt durch eine Messingplatte, welche die Röhre trägt und auf der Ansicht von oben in *Fig. 140* mit den Namen des Verfertigers versehen ist: an der Peripherie sind sie überdeckt mit der Kreistheilung, über welcher der Zeiger schwebt. Unten sind die hölzernen Seitenplatten befestigt auf einem Kupferstreifen, der mittels Schrauben auf einer Serpentinplatte nn' gehalten wird. Diese ist um ihre metallene Axe rx drehbar auf einer andern Serpentinplatte, in welcher drei Schraubenfüsse zur Horizontalstellung eingelassen werden. Die untern Theile des Apparates sind mit einem hölzernen Mantel umgeben, welcher an den Seiten $vvv'v'$ der *Fig. 138* eben, an den Seiten $zuzu$ der *Fig. 139* cylindrisch gebogen ist. Die Decke bildet eine zweitheilige abschiebbare Glasplatte vv'. In der dem Spiegel zugekehrten Seitenwand ist ein planparalleles Glas S zur Beobachtung des Spiegels eingelassen. In den cylindrischen Seiten sind vier Schraubenzwingen u, u, z und z befestigt, welche dazu dienen, die Zuleitungsdräthe von der Kette zum Multiplicator m und zu den Bifilardräthen gg und $g'g'$ aufzunehmen, sowie etwa nöthig werdende Nebenschliessungen einzuschalten. In *Fig. 139* sind noch zwei Schrauben i, i angegeben, welche dazu dienen, die Rolle, an der die Bifilardräthe hängen, festzustellen, nachdem sich die Spannung derselben in's Gleichgewicht gesetzt hat.

Um die Richtung des Stromes zu verfolgen, mag in *Fig. 139* g mit z und g' mit u verbunden und mögen die Zuleitungsdräthe des Rheomotors auf der linken Seite in u und z eingeschraubt werden. Tritt nun der Strom beispielsweise in u ein, dann geht er durch den Drath des Multiplicators nach der Schraubenzwinge u auf der rechten Seite; von da bewegt er sich im Drathe $g'g'k'g'g'$ (*Fig. 138*) aufwärts, geht durch die Schraubenvorrichtung nach dem Rädchen a' (*Fig. 137*), bewegt sich durch den rechten Aufhängedrath abwärts zur Bifilarrolle, dann durch den linken Aufhängedrath aufwärts zum Rädchen a, und endlich durch die diesem zugehörende Bewegungsvorrichtung und durch den Drath gkg zur Schraubenzwinge z auf der linken Seite der *Fig. 139*, und somit zur Quelle zurück.

Der Apparat wird von Herrn Mechanikus Leyser in Leipzig um den Preis von 70 Thalern ausgeführt.

Zu den Beobachtungen wird das Instrument nun so aufgestellt, dass die Ebene der Multiplicatorrolle in die Ebene des magnetischen Meridians fällt, die der Bifilarrolle also senkrecht darauf steht. Die letztere erleidet auf diese Weise nur durch erstere eine Ablenkung, während sie gegen die Einwirkung des Erdmagnetismus unempfindlich ist. Dem Spiegel gegenüber und parallel zu ihm wird eine horizontale 1 Meter lange in Millimeter getheilte Skale in horizontaler Richtung und in gemessenem Abstand aufgestellt. Ueber der Skale befindet sich ein Fernrohr mit Verticalfaden im Diaphragma, welches das von dem Spiegel reflectirte Bild der Skale auffängt und der Beobachtung zugänglich macht. Ist die Entfernung zwischen Spiegel und Skale genügend gross, so können die Theilungen der letztern als Bogentheilungen desjenigen Kreises betrachtet werden, welcher den Abstand zwischen der Skale und der Drehungsaxe des Spiegels (oder sogar des Spiegels selbst) zum Halbmesser hat. Bewegt sich nun der Spiegel um einen Bogen φ, so bewegen sich nach bekannten Gesetzen doppelt so viele Skalentheile an dem Faden des Fernrohres vorüber. Hat man demnach die Zahl der letztern beobachtet, so ergiebt sich daraus der Drehungswinkel des Spiegels durch Division mit 2.

II. Eine umfassende Verwendung dieses Instrumentes wird erst aus dem Spätern hervorgehen. Zuvörderst benutzte es Weber, um nachzuweisen, dass die Wirkung des Multiplicatordrathes auf den Bifilardrath proportional sei dem Quadrate der Stromstärke, oder was dasselbe ist, proportional dem Product ii' (in den Formeln des vorigen Paragraphen), indem ja, wenn das Verhältniss von i zu i' durch ε ausgedrückt wird, das Product ii' identisch ist mit εi^2. Hierzu wurde es Bedingung, gleichzeitig mit der Ablenkung der Bifilarrolle auch die Stromstärke zu messen. Von den

vielen zu diesem Zwecke zu Gebote stehenden Mitteln wandte WEBER ein kleines transportables Magnetometer [2] an, dessen Magnetstab mit seiner Mitte in der Axe der Multiplicatorrolle aufgestellt wurde, und welches somit nur unter Einfluss dieser, nicht aber unter dem der senkrecht dazu stehenden und in kleinen Oscillationen befindlichen Bifilarrolle stand. Die Ablenkung dieses Stabes wurde gleichzeitig mit der des Dynamometers und ebenfalls durch Spiegel, Skale und Fernrohr beobachtet.

Zur Stromerregung dienten bei verschiedenen Versuchsreihen drei, zwei und ein kleiner GROVE'scher Becher. Um aber die Ablenkung der Bifilarrolle so zu vermindern, dass sie noch an der 1 Meter langen Skale beobachtet werden konnte ohne die Wirkung der Multiplicatorrolle auf das Magnetometer zu schwächen, wurde mittels eines kurzen Drathes der durch die Bifilarrolle gehende Strom soweit abgezweigt, dass er nur $^1/_{246,26}$ des durch den Multiplicator gehenden betrug. Nun wurde der Strom geschlossen, und zwei Beobachter notirten gleichzeitig sieben höchste und tiefste Stände der oscillirenden Spiegel an der Bifilarrolle und dem Magnetometer. Daraus ergab sich die mittlere Ablenkung, welche beide Instrumente durch den Strom erhalten, wenn das Mittel aus je zwei auf einander folgenden Beobachtungen und wenn aus den sechs so gefundenen Zahlen abermals das Mittel genommen wurde. Nach Unterbrechung des Stromes wurde in analoger Weise die natürliche Gleichgewichtslage beider oscillirenden Theile ermittelt. So wurde im Wechsel sechsmal die Alenkung und fünfmal die Lage ohne Einwirkung des Stromes aufgesucht und hieraus das Generalmittel für die Anzahl von Skalentheilen gezogen, um welche die Apparate abgelenkt worden waren. Für drei verschieden starke Rheomotoren sind diese Zahlen in der zweiten und dritten Spalte der folgenden Tabelle verzeichnet.

Anzahl der Becher.	Mittlere Ablenkung des Magnetometers.	Mittlere Ablenkung des Dynamometers.
3	108,566	440,508
2	72,438	198,305
1	36,332	50,915

Wurden die hier verzeichneten, den Tangenten der doppelten Ablenkungswinkel proportionalen Zahlen auf die Tangenten der einfachen Ablenkungswinkel reducirt und überdem noch für die Excentricität der Spiegel corrigirt, so ergaben sich die in der zweiten und dritten Columne der folgenden Tafel verzeichneten Zahlen, denen dann die ablenkenden Kräfte proportional sind.

Anzahl der Becher.	Ablenkende Kräfte am Magnetometer m	Ablenkende Kräfte am Dynamometer d	$5,15534 \cdot \sqrt{d}$	Differenzen.
3	108,426	440,038	108,144	— 0,282
2	72,398	198,255	72,589	+ 0,191
1	36,332	50,915	36,786	+ 0,454

In der vierten Columne sind ferner die Quadratwurzeln aus den Zahlen der dritten Columne multiplicirt mit dem constanten Factor 5,15534 verzeichnet, und in der fünften endlich die Differenzen zwischen den Zahlen der zweiten und der vierten Columne. Es sind nun die Zahlen für die ablenkenden Kräfte am Magnetometer

der Stromstärke, und die für die Kräfte am Dynamometer den elektrodynamischen Kräften proportional. Da nun aber die in der letzten Reihe verzeichneten Differenzen entgegengesetzte Vorzeichen tragen und so geringfügig sind, dass sie in die Grenzen der Beobachtungsfehler fallen, so ergiebt sich der Beweis für den zu Grunde gelegten Satz, dass die elektrodynamische Kraft zweier Theile einer Kette dem Quadrate der Stromstärke proportional sei.

III. Ampère behauptete ferner, dass die Coefficienten $n = 2$ und $k = -\frac{1}{2}$ seien. Um dieses zu erweisen, musste das Elektrodynamometer dahin abgeändert werden, dass die feststehende Multiplicatorrolle auf die bewegliche Bifilarrolle aus verschiedenen Entfernungen wirken konnte, was nur dadurch zu erzielen war, dass die grössere Rolle bifilar aufgehängt und die kleinere als Multiplicatorrolle benutzt wurde. Das so abgeänderte Instrument ist in *Fig. 141* skizzirt, für den Fall, wenn der Abstand der beiden Mittelpunkte gleich Null ist. R bedeutet die auf einen Messingring aufgewundene Bifilarrolle. Dieselbe wird vermittelst einer Schraubenklemme in Verbindung gesetzt mit dem Torsionskreise h, welcher aus zwei mit Reibung über einander beweglichen Scheiben besteht, von denen die eine mit einem Index, die andere mit einer peripherischen Theilung versehen ist, und welcher dazu dient, der Rolle eine beliebige Richtung zu geben, ohne ihre Aufhängung zu ändern. Die obere Scheibe wird getragen durch den Stab hp, an welchem der Planspiegel f befestigt ist und welcher oben mittels einer Gabel die leicht bewegliche Rolle p trägt. Um die Rolle ist ein kurzer Seidenfaden kk' geschlungen, und dieser ist an die Aufhängedräthe kc und $k'c'$ geknüpft, welche letztern oben an zwei von einander isolirten und mit den Zuleitungsdräthen des Rheomotors verbundenen Haken hängen und unten sich fortsetzen in die Enden kg und $k'g'$ des auf die Rolle gewundenen Drathes. — Die Multiplicatorrolle ist m und ihre beiden Drathenden kommen in n und n' zum Vorschein. Sie ist befestigt an dem Gestelle qq', welches auf drei zugespitzten Schraubenfüssen steht, von denen nur die vordern beiden α und β sichtbar sind. Der vordere, verticale Theil q dieses Gestelles lässt sich an einem Charnier aufschlagen, damit die Rolle m mit ihrem Gestell ohne anzustossen aus der Rolle R genommen werden kann. Die Bewegungen der Bifilarrolle wurden wie früher mittels Skale und Spiegel aus der Entfernung beobachtet. Da aber die Multiplicatorrolle nicht mehr eine unveränderte Stellung während aller Versuchsreihen behielt, wurde der Strom noch durch eine entfernte dem Magnetometer gegenüber stehende Rolle geführt, um aus dessen Angaben die Stärke der benutzten Ströme berechnen zu können. Ausserdem war noch ein Commutator so in den Kreis eingeschalten, dass er nur den Strom in der Multiplicatorrolle umkehrte, die Stromesrichtung in den übrigen Theilen aber ungeändert liess.

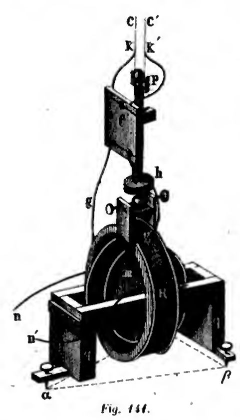


Fig. 141.

Die mit dem so modificirten Instrument angestellten Versuche hatten nun den Zweck, die Grösse der Kraft zu messen, mit welcher beide Rollen aus verschiedenen Entfernungen auf einander wirken, um dann durch Rechnung nachzuweisen, dass gerade eine so beschaffene Wirkung stattfinden muss, wenn die Formel Ampère's und seine Bestimmung der Coefficienten richtig ist. — Während der ganzen Versuchsreihen behielt stets die Multiplicatorrolle eine solche Lage, dass ihre Ebene die

Ebene der Bifilarrolle unter rechtem Winkel traf, während die letztere genau senkrecht zum magnetischen Meridian orientirt war, damit sie durch den Einfluss des Erdmagnetismus allein keine Ablenkung erfuhr. Unter Einhaltung dieser Bedingungen wurde aber die Multiplicatorrolle nach den vier zu einander rechtwinkeligen Richtungen Ost, Süd, West und Nord in jeder in verschiedene gemessene Abstände von der Bifilarrolle gebracht und in jeder gleichzeitig die an letzterer und am Magnetometer bewirkten Ablenkungen durch zwei Beobachter gemessen. In der folgenden Tabelle sind die in verschiedenen Lagen und Abständen der Mittelpunkte beider Dynamometerrollen gewonnenen mittlern Ablenkungen zusammengestellt.

Abstände der Dynamometerrollen in Millimetern.	Oestlich.		Westlich.		Südlich.		Nördlich.	
	Ablenkungen in Skalentheilen, beobachtet am							
	Dynamometer.	Magnetometer.	Dynamometer.	Magnetometer.	Dynamometer.	Magnetometer.	Dynamometer.	Magnetometer.
0	903,97	64,45	—	—	—	—	—	—
300 a	27,54	125,08	27,20	125,23	—	—	—	—
300 b	190,08	297,30	192,17	297,81	87,85	299,89	78,08	298,33
400	81,64	303,79	79,60	300,80	35,43	299,30	36,15	302,07
500	42,89	308,80	44,31	314,32	19,49	305,56	20,30	312,48
600	23,72	304,92	26,35	320,14	—	—	—	—

Das Zahlenpaar der obern Horizontalreihe ist deswegen nur einfach angegeben, weil, wenn die Mittelpunkte beider Dynamometerrollen zusammenfallen, ein verschiedener Abstand derselben nach vier Richtungen nicht vorhanden ist. Ferner ist die doppelte Beobachtung a und b bei 300 Millimeter Abstand daher entstanden, weil die Beobachtungen an zwei Tagen gemacht werden mussten, und eine mögliche Aenderung in der Anordnung der Apparate einer Controle bedurfte. Die Zahlen der obern beiden Reihen wurden durch die Beobachtungen eines, die übrigen aber durch die eines andern Tages gewonnen. — Demnächst verdient bemerkt zu werden, dass jede einzelne Zahl aus 42 Beobachtungen entstanden ist. Es wurde nämlich Bifilarrolle und Galvanometer durch eine gewisse Stromesrichtung abgelenkt, und für die dabei stattfindenden Oscillationen im Wechsel sieben mal der höchste und niedrigste Stand an der Skale beobachtet. Das daraus gefundene Mittel gab den mittlern Stand beider Apparate bei der gewählten Stromesrichtung. Dann wurde dem Strome durch Umlegung des Commutators in der Multiplicatorrolle die entgegengesetzte Richtung ertheilt, und durch die Beobachtung von abermals sieben Excursionen der mittlere Stand für die neue Stromesrichtung bestimmt. Der Unterschied zwischen je zwei auf einander folgenden derart gewonnenen Zahlen gab die Grösse der Ablenkung beider Instrumente, und bei sechsmaliger Wiederholung dieses Verfahrens konnte die Ablenkung durch das abermalige Mittel mit um so grösserer Genauigkeit gewonnen werden. Das letzte Mittel ist erst in der obigen Tabelle verzeichnet.

Die verschiedenen oben gegebenen Dynamometerablenkungen sind nun aber bei verschiedenen Stromstärken gewonnen, was theils zufällig, theils aber und namentlich bei den ersten beiden Reihen absichtlich geschah, indem starke Ströme eine zu grosse Ablenkung der Bifilarrolle für einen Abstand von der Multiplicatorrolle $= 0$ gegeben hätten, als dass eine Beobachtung derselben an der Skale möglich gewesen wäre, und indem umgekehrt schwache Ströme für die grössern Abstände nicht mehr einen genau messbaren Ausschlag bewirkt haben würden.

Um aus jenen Zahlen, welche den Tangenten der doppelten Ablenkungswinkel proportional sind, die Verhältnisse der thätigen Kräfte zu berechnen, müssen sie

auf die Tangenten der einfachen Ablenkungswinkel reducirt werden. Vor allem ist aber nothwendig, um die Versuche unter einander vergleichbar zu machen, die Zahlen auf gleiche Stromstärken zurückzuführen. Ehe das aber geschehen kann, wird es Bedingung, eine Correction wegen der verschiedenen Directionskraft anzubringen, mit welcher die abgelenkte Bifilarrolle sich in ihre natürliche Gleichgewichtslage zurückzuversetzen strebt. Die beobachtete Ablenkung ist nämlich die Resultante aus zwei Kräften, und zwar derjenigen Kraft, mit welcher sie zur Multiplicatorrolle in Wechselwirkung steht, und derjenigen, mit welcher sie in die Lage zurückzukehren strebt, die sie ohne Einfluss des Stromes annimmt. Die letztere Kraft ist nun abhängig von der Schwere der Bifilarrolle und von der Länge und dem Abstande der Aufhängedräthe, und ist ferner abhängig von der Wechselwirkung des in ihr kreisenden Stromes mit dem Erdmagnetismus. Soll aber die Wechselwirkung der beiden Dynamometerrollen für verschiedene Beobachtungen unter einander verglichen werden, so ist die Zurückführung auf gleiche Directionskraft um so nöthiger, als hier in der Bifilarrolle sehr starke Ströme thätig waren, und Ströme von sehr verschiedener Intensität. Die hiernach corrigirten Werthe der Dynamometerablenkungen sind der frühern Tabelle entsprechend in der folgenden zusammengestellt.

Abstände der Dynamometerrollen in Millimetern.	Oestlich.		Westlich.		Südlich.		Nördlich.	
	Ablenkungen bei gleicher Directionskraft am							
	Dynamometer.	Magnetometer.	Dynamometer.	Magnetometer.	Dynamometer.	Magnetometer.	Dynamometer.	Magnetometer.
0	923,19	64,44	—	—	—	—	—	—
300 a	28,75	125,055	—	—	—	—	—	—
300 b	167,26	297,30	169,06	297,81	69,30	299,89	68,67	298,33
400	71,63	303,79	69,93	300,81	81,15	299,30	31,74	302,07
500	37,54	308,80	38,69	314,32	17,09	305,56	17,74	312,48
600	20,95	304,92	22,94	320,14	—	—	—	—

In der Zeile 300 a ist blos das Mittel aus der Ablenkung in dem östlichen und westlichen Abstande der Dynamometerrollen angegeben, da beide gesonderte Werthe, wie die vorige Tabelle zeigt, nicht viel von einander abweichen.

Nach den Ermittelungen der vorigen Nummer können nun die Dynamometerangaben auf gleiche Stromstärke reducirt werden. Weber wählt dazu diejenige Stromstärke, welche im Stande sein würde das Magnetometer um eine Anzahl Theilstriche abzulenken, deren Quadrat = 100000 ist. Da nun die obigen Zahlen den ablenkenden Kräften d und g bezüglich am Dynamometer und Magnetometer proportional sind, so finden sich die reducirten Werthe

$$= 100000 \frac{d}{g^2}.$$

Berechnet man nach dieser Formel zuvörderst die Werthe für die Abstände 0 und 300 Millimeter a und b, so ergiebt sich im Mittel für die Stellungen senkrecht zum magnetischen Meridian

Abstände.	Mittlere reducirte Werthe, östlich oder westlich.
0	22232
300 Millimeter a	183,84
300 Millimeter b	189,93.

Hieraus geht aber hervor, dass zwischen dem Termin, an welchem die Beobachtungen für die Abstände 0 und 300 Millimeter a und demjenigen, an welchem die übrigen Beobachtungen, also auch die für 300 Millimeter b, angestellt wurden, in den Apparaten eine Veränderung vor sich gegangen war, welche einer Verschiedenheit der reducirten Dynamometerwerthe entspricht, im Verhältniss

$$1 : 1{,}0331.$$

Um diesen Unterschied auszugleichen, muss also noch der vorstehende reducirte Werth für den Abstand $= 0$ mit 1,0331 multiplicirt werden. In der folgenden Tabelle ist die daraus gewonnene Zahl mit den reducirten Werthen für die übrigen Abstände der Dynamometerrollen zusammengestellt, und da die Werthe für die gleichen Abstände nach Süd und Nord sowie die für gleiche Abstände nach West und Ost nur Unterschiede zeigen, welche in die Grenzen der Beobachtungsfehler fallen, so enthält die Tabelle blos die Mittel aus denselben.

Abstände der Dynamometerrollen.	Elektrodynamische Kräfte für eine Stromstärke $= \sqrt{100000}$.	
	Senkrecht zum magnetischen Meridian.	In der Richtung des magnetischen Meridians.
0	22969	22969
300	189,93	77,11
400	77,45	34,77
500	39,27	18,24
600	22,46	—

IV. Die vorstehenden Messungen sind unter Bedingungen angestellt, welche eine Prüfung der Werthe von k und n in Ampère's Formel möglich machen. Die Stromelemente in beiden Dynamometerrollen befanden sich in den verschiedensten Richtungen zu einander; die Rechnung muss also ausweisen, ob das von der Richtung abhängige k wirklich den Werth $= -\frac{1}{2}$ habe. Ebenso wurden die Rollen in verschiedene Abstände von einander gebracht, und darum muss sich herausstellen, ob $n = 2$ sei.

In §. 25, N. V. wurden aus der Formel für die Wechselwirkung zweier Stromelemente *

$$ii'\,ds\,ds'\,\frac{\cos\varepsilon + \frac{3}{2}\cos\alpha\cos\beta}{r^2}$$

Ausdrücke abgeleitet für die Grössen der Kräfte, mit welchen eine beliebig gestaltete und geschlossene Stromcurve und ein Stromelement von der Länge ds' nach drei zu einander rechtwinkeligen Richtungen auf einander wirken. Diese Ausdrücke waren:

$$\left.\begin{aligned} X &= \frac{ii'\,ds'}{2}\left(\cos\mu\int\frac{x\,dy - y\,dx}{r^3} - \cos\nu\int\frac{z\,dx - x\,dz}{r^3}\right) \\ Y &= \frac{ii'\,ds'}{2}\left(\cos\nu\int\frac{y\,dz - z\,dy}{r^3} - \cos\lambda\int\frac{x\,dy - y\,dx}{r^3}\right) \\ Z &= \frac{ii'\,ds'}{2}\left(\cos\lambda\int\frac{z\,dx - x\,dz}{r^3} - \cos\mu\int\frac{y\,dz - z\,dy}{r^3}\right) \end{aligned}\right\} \quad \ldots \; 1),$$

* Weber giebt dieser Formel ein negatives Vorzeichen, um für dasjenige Drehungsmoment ein positives Zeichen zu erhalten, welches ein beweglicher Kreisring unter Einfluss eines feststehenden erhält, wenn beider Mittelpunkte in einen Punkt zusammenfallen.

wenn das dortige $n = 2$ gesetzt wird. Die Winkel, welche die Richtung des Stromelementes mit den drei Axen der X, Y und Z macht, sind mit λ, μ und ν bezeichnet, und r ist der wechselnde Abstand zwischen dem Stromelement und den Theilchen des geschlossenen Stromes.

Um vorstehende Formeln auf den Fall des Versuches zu übertragen, mag jede Windung beider Rollen des Dynamometers als ein geschlossener Kreisstrom betrachtet, und erst die Wirkung einer Windung der einen Rolle auf ein Element einer Windung der andern Rolle berechnet werden. Stellt demgemäss die Curve gg' in *Fig. 142* einen geschlossenen Kreisstrom vom Halbmesser m dar und befindet sich in O das Stromelement ds', in dessen Mitte der Coordinaten-Anfangspunkt O liegt, und welches zu dem Kreisstrome vv' vom Halbmesser n gehört, so ist durch die Versuchsbedingungen gegeben, dass die Ebenen beider Kreisströme sich unter rechtem Winkel schneiden, und dass ihre Mittelpunkte f und l in derselben Horizontalebene liegen. Die Durchschnittslinie hk beider Ebenen ist somit eine Verticale. Zwei auf letztere von den Kreismittelpunkten aus gezogene Senkrechte fh und lh stellen die Abstände der Mittelpunkte von jener Ebene dar und mögen bezüglich mit a und c bezeichnet werden. Da beide in der Horizontalebene der Mittelpunkte liegen, schneiden sie sich in dem einen Punkte h. Eine von O aus in die Ebene des Kreises vv' gezogene horizontale Linie OZ mag die Axe der Z sein. Diese werde in der Ebene des Kreises gg' mit dessen Mittelpunkte verbunden durch die Linie fk oder p, und eine durch den Coordinaten-Anfangspunkt zu letzterer parallel gehende Linie OX werde als Axe der X gewählt. Senkrecht zu den beiden so bestimmten Coordinatenaxen stehe alsdann die Axe der Y oder OY, welche natürlich parallel ist zu einem auf p senkrecht gezogenen Durchmesser tt' im Kreise gg'. Wird nun noch derjenige Winkel, welchen die Verbindungslinie zwischen dem Mittelpunkte des Kreises gg' und einem auf seiner Peripherie liegenden Elemente ds mit der Projection p der X-Axe auf der Kreisebene macht, durch ω, und die Linie ok mit q bezeichnet, so sind offenbar die Coordinaten des Elementes ds ausgedrückt durch

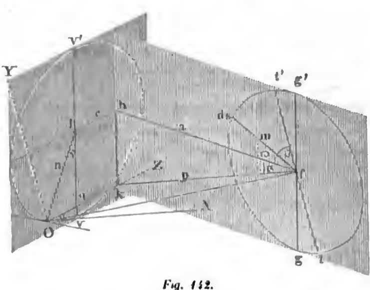


Fig. 142.

$$z = q,$$
$$y = m \sin \omega,$$
$$x = p - \cos \omega$$

und demzufolge ist

$$dz = 0,$$
$$dy = m \cos \omega \, d\omega,$$
$$dx = m \sin \omega \, d\omega.$$

Ferner ist die Verbindungslinie zwischen den Stromelementen ds und ds' gegeben durch

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2$$

oder nach Einsetzung der vorstehenden Werthe durch

$$r^2 = m^2 + p^2 + q^2 - 2mp \cos \omega,$$

und somit ist

$$dr = \frac{mp \sin\omega \, d\omega}{r}.$$

Werden diese Werthe in die Integrale der Formeln 1) eingesetzt, so gehen dieselben über in:

$$\int \frac{x dy - y dx}{r^3} = mp \int \frac{\cos\omega \, d\omega}{r^3} - m^2 \int \frac{d\omega}{r^3}$$

$$= mp\left(\frac{\sin\omega}{r^3} + 3\int \frac{\sin\omega \, d\omega}{r^4}\right) - m^2 \int \frac{d\omega}{r^3}$$

$$= mp\left(\frac{\sin\omega}{r^3} + 3mp \cdot \int \frac{\sin^2\omega \, d\omega}{r^5}\right) - m^2 \int \frac{d\omega}{r^3}$$

$$\int \frac{y dz - z dy}{r^3} = -mq \int \frac{\cos\omega \, d\omega}{r^3}$$

$$= -mq\left(\frac{\sin\omega}{r^3} + 3\int \frac{\sin\omega \, dr}{r^4}\right)$$

$$= -mq\left(\frac{\sin\omega}{r^3} + 3mp \int \frac{\sin^2\omega \, d\omega}{r^5}\right)$$

$$\int \frac{z dx - x dz}{r^3} = mq \int \frac{\sin\omega \, d\omega}{(m^2 + p^2 + q^2 - 2mp\cos\omega)^{\frac{3}{2}}}$$

$$= -\frac{q}{p} \frac{1}{\sqrt{m^2 + p^2 + q^2 - 2mp\cos\omega}}.$$

Da nun die Integrale für den ganzen Kreisumfang gelten, fallen diejenigen Glieder auf der rechten Seite der Gleichungen fort, welche nicht mehr unter dem Integralzeichen stehen, und es ist sonach

$$\int \frac{x dy - y dx}{r^3} = 3m^2p^2 \int \frac{\sin^2\omega \, d\omega}{r^5} - m^2 \int \frac{d\omega}{r^3}$$

$$\int \frac{y dz - z dy}{r^3} = -3m^2pq \int \frac{\sin^2\omega \, d\omega}{r^5}$$

$$\int \frac{z dx - x dz}{r^3} = 0.$$

und folglich

$$\left.\begin{aligned} X &= \frac{ii'\,ds'}{2} m^2 \cos\mu \left(3p^2 \int \frac{\sin^2\omega \, d\omega}{r^5} - \int \frac{d\omega}{r^3}\right) \\ Y &= -\frac{ii'\,ds'}{2} m^2 \left[3p\,(q\cos\nu + p\cos\lambda) \int \frac{\sin^2\omega \, d\omega}{r^5} - \cos\lambda \int \frac{d\omega}{r^3}\right] \\ Z &= -\frac{ii'\,ds'}{2}, 3m^2pq\cos\mu \int \frac{\sin^2\omega \, d\omega}{r^5} \end{aligned}\right\} \ldots 2).$$

Durch Einfluss des Kreisstromes gg' wird, wenn vv' die Drehungsaxe des andern Kreises ist, dem Theilchen ds' ein Bewegungsantrieb senkrecht zu seiner Ebene

ertheilt, dessen Moment zu bestimmen, die nächste Aufgabe ist. Eine Senkrechte zur Ebene des Kreises vv' mache mit den Axen der X, Y und Z bezüglich die Winkel α, β und γ. Die Summe der auf diese Senkrechte projicirten Kraftcomponenten oder

$$X \cos\alpha + Y \cos\beta + Z \cos\gamma$$

giebt also die Grösse des nach derselben stattfindenden Bewegungsantriebes. Und wird letztere mit dem Abstand $Oq = n \sin\nu$ von der Drehungsaxe multiplicirt, so ist

$$n \sin\nu \, (X \cos\alpha + Y \cos\beta + Z \cos\gamma) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

der allgemeine Ausdruck für das Drehungsmoment. Von den hier betheiligten Winkeln ist $\gamma = 90^0$, also

$$\cos\gamma = 0.$$

Ferner ist jene Senkrechte mit der Linie a, die X-Axe mit p und die Y-Axe mit tt' parallel, sonach ist $\alpha = hfk$ und $\beta = hft'$, folglich ist

$$\cos^2\alpha + \cos^2\beta = 1;$$

demnächst macht die Senkrechte mit der Kreisperipherie, also auch mit ds' einen rechten Winkel, es ist also der Cosinus desselben oder

$$\cos\alpha \cos\lambda + \cos\beta \cos\mu = 0,$$

wozu noch kommt, dass

$$\cos^2\lambda + \cos^2\mu + \cos^2\nu = 1$$

ist. Daraus findet man aber

$$\cos\alpha = \frac{\cos\mu}{\sin\nu}$$

$$\cos\beta = -\frac{\cos\lambda}{\sin\nu}.$$

Für p und q ergeben sich die Gleichungen

$$p^2 = a^2 + n^2 \cos^2\nu$$

$$p \cos\beta = p \sin\alpha = n \cos\nu$$

$$q = c + n \sin\nu.$$

Werden nun in den unter 3) aufgestellten Werthen die hier gefundenen Bedeutungen für $\cos\alpha$, $\cos\beta$, $\cos\gamma$, sowie die aus den Gleichungen 2) bekannten Grössen von X, Y, Z substituirt und dann die obigen Werthe für p und q eingesetzt, sowie ds' mit seinem Bogenwerth $nd\nu$ vertauscht: so ergiebt sich das Drehungsmoment des Stromelementes ds' zur Axe vv' unter Einfluss des geschlossenen Kreisstromes gg'

$$= \frac{ii' \, m^2 n^2}{2} \sin\nu \, d\nu \left[3\,(a^2 \sin\nu - cn \cos^2\nu) \int \frac{\sin^2\omega \, d\omega}{r^5} - \sin\nu \int \frac{d\omega}{r^3} \right].$$

Um endlich hieraus das Drehungsmoment des ganzen Kreisstromes vv' unter Einfluss des Kreisstromes gg' zu erfahren, bedarf es einer nochmaligen Integration des vorstehenden Werthes nach $d\nu$ und zwischen den Grenzen 0 und 2π. Dieses Drehungsmoment ist also

$$= \frac{ii' \, m^2 n^2}{2} \int_0^{2\pi} \sin\nu \, d\nu \left[3\,(a^2 \sin\nu - cn \cos^2\nu) \int \frac{\sin^2\omega \, d\omega}{r^5} - \sin\nu \int \frac{d\omega}{r^3} \right] \ldots 4)$$

wo

$$r^2 = a^2 + c^2 + m^2 + n^2 + 2cn \sin \nu - 2m \cos \omega \sqrt{a^2 + n^2 \cos^2 \nu}$$

oder

$$= l^2 (1 - k \cos \omega),$$

wenn

$$l^2 = a^2 + c^2 + m^2 + n^2 + 2cn \sin \nu$$

und

$$k^2 = \frac{4m^2 (a^2 + n^2 \cos^2 \nu)}{l^4}$$

gesetzt wird.

Eine Auflösung der innern Integrale ist aber nur möglich, wenn r^{-5} und r^{-3} nach steigenden Potenzen von $\cos \omega$ entwickelt werden. In Betracht dieselben aber zwischen den Grenzen 0 und 2π zu nehmen sind, wird dadurch

$$\int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega \, d\omega}{r^5} = l^{-5} \int_0^{2\pi} \sin^2 \omega \, d\omega \left(1 + \frac{5}{2} k \cos \omega + \frac{35}{8} k^2 \cos^2 \omega + \right.$$

$$\left. + \frac{105}{16} k^3 \cos^3 \omega + \frac{1155}{128} k^4 \cos^4 \omega + \dots \right)$$

$$= \frac{\pi}{l^5} \left(1 + \frac{35}{32} k^2 + \frac{1155}{1024} k^4 + \dots \right) \quad \dots \dots \quad 5\text{a})$$

und

$$\int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^3} = l^{-3} \int_0^{2\pi} d\omega \left(1 + \frac{3}{2} k \cos \omega + \frac{15}{8} k^2 \cos^2 \omega + \right.$$

$$\left. + \frac{35}{16} k^3 \cos^3 \omega + \frac{315}{128} k^4 \cos^4 \omega + \dots \right)$$

$$= \frac{\pi}{l^3} \left(2 + \frac{15}{8} k^2 + \frac{945}{512} k^4 \dots \right) \quad \dots \dots \quad 5\text{b}).$$

Von allen nach den Grundlagen der vorstehenden Rechnungen möglichen Stellungen der beiden Kreisströme wurden nun zu den Versuchen der vorigen Nummer nur die folgenden drei benutzt:

1. Es wurde die Multiplicatorrolle von der Bifilarrolle in der Richtung des magnetischen Meridians entfernt; sonach fiel der Mittelpunkt t des Kreises vv' in die Ebene des Kreises gg', es war also $c = o$. Unter diesen Umständen ergiebt sich aus den Formeln 4) und 5) der Werth des Drehungsmomentes

$$\frac{ii' m^2 n^2 \pi}{2 l^3} \int_0^{2\pi} \sin \nu^2 \, d\nu \left[\frac{3a^2}{l^2} \left(1 + \frac{35}{32} k^2 + \frac{1155}{1024} k^4 + \dots \right) - \left(2 + \frac{15}{8} k^2 + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{945}{512} k^4 + \dots \right) \right] \dots 6),$$

wobei

$$l^2 = a^2 + m^2 + n^2$$

$$k^2 = \frac{4m^2 (a^2 + n^2 \cos^2 \nu)}{l^4}.$$

Nach Ermittelung des vorstehenden Integralwerthes ist nun zu bedenken, dass nicht blos ein einfacher Kreisstrom der Multiplicatorrolle auf einen ähnlichen der Bifilarrolle wirkte. Namentlich war der Drath des erstern um eine dünne Axe bis zu einem äussern Durchmesser von 88,8 Millimeter aufgewunden. Um die Wirkung einer concentrischen Reihe solcher Windungen vom äussern Halbmesser m zu finden, muss also das obige Integral mit dm multiplicirt und nochmals zwischen den Grenzen 0 und m integrirt werden. Eine dritte Integration wäre nothwendig wegen der neben einander liegenden Windungen jener Rollen, sowie abermalige Integrationen wegen der ähnlichen Beschaffenheit der Bifilarrolle. WEBER begnügt sich jedoch bei der ersten Integration nach dm und lässt den daraus gefundenen Werth gelten für die Mitten der Breiten beider Rollen und den Halbmesser der mittelsten Drathlage auf der Bifilarrolle. Durch nachmalige Einsetzung derjenigen Werthe von m und n, welche das zur Messung benutzte Dynamometer besass, fanden sich für die in der Richtung des magnetischen Meridians gemessenen Abstände beider Rollen $a = 300$, 400 und 500 Millimeter die in der fünften Columne der nächstfolgenden Tabelle verzeichneten und noch mit $\pi^2 ii'$ zu multiplicirenden Zahlen.

2. Es wurde die Multiplicatorrolle von der Bifilarrolle senkrecht zur Richtung des magnetischen Meridians entfernt; sonach fiel der Mittelpunkt des Kreises gg' in die Ebene des Kreises vv', es war also $a = 0$. Unter diesen Umständen ergiebt sich aus den Formeln 4) und 5) der Werth des Drehungsmomentes:

$$= -\frac{ii'\,m^2 n^2 \pi}{2}\int_0^{2\pi}\frac{\sin\nu\,d\nu}{l^3}\left[\frac{cn\cos^2\nu}{l^2}\left(1+\frac{35}{32}k^2+\frac{1155}{1024}k^4+\dots\right)+\right.$$

$$\left.+\sin\nu\left(2+\frac{15}{8}k^2+\frac{945}{512}k^4+\dots\right)\right],$$

wo

$$l^2 = c^2 + m^2 + 2cn\sin\nu$$

$$k^2 = \frac{4m^2 n^2\cos\nu}{l^4}.$$

Verfährt man nach Substitution von l^2 und k^2 mit diesem Integral wie mit dem für die vorige Stellung gefundenen, so ergeben sich die mit $\pi^2 ii'$ zu multiplicirenden Werthe der zweiten Columne der nächstfolgenden Tabelle.

3. Die Mittelpunkte der beiden Dynamometerrollen fielen in einen Punkt; es war also gleichzeitig $a = 0$ und $c = 0$, und somit ergiebt sich aus den Formeln 4) und 5) das Drehungsmoment

$$= -\frac{ii'\,m^2 n^2 \pi}{2l^3}\int_0^{2\pi}\sin^2\nu\,d\nu\left(2+\frac{15}{8}k^2+\frac{945}{512}k^4+\dots\right).$$

wo

$$l^2 = m^2 + n^2$$

$$k^2 = \frac{4m^2 n^2}{l^4}.$$

Bei der sehr grossen Nähe, in welcher im vorliegenden Falle beide Rollen sich befinden, genügt es nicht mehr, für die Dicke der Bifilarrolle, sowie für die Breiten beider Rollen Mittelwerthe anzunehmen. Vielmehr wird es nöthig, durch wiederholte Integrationen die daraus hervorgehenden Ungenauigkeiten zu beseitigen. Durch nachmalige Einsetzung der Werthe von m und n ergab sich der relative Zahlenwerth

für das Drehungsmoment der Bifilarrolle unter Einfluss der Multiplicatorrolle bei einem beiderseitigen Abstande = 0.

So entstand folgende Tabelle, welche in der ersten Verticalreihe die Abstände der Mittelpunkte beider Rollen, in der zweiten die nach vorstehenden Formeln berechneten Werthe d des Drehungsmomentes enthält, wenn die Verbindungslinie zwischen den Mittelpunkten beider Rollen senkrecht auf dem magnetischen Meridian stand; in welcher die dritte Columne dieselben Werthe enthält, wenn sie mit den constanten Coëfficienten 53,06 multiplicirt worden sind. In der fünften und sechsten Columne sind die analogen Werthe enthalten für den Fall, dass jene Verbindungslinie in den magnetischen Meridian fällt, und die vierte und siebente Reihe enthalten endlich die Unterschiede der Zahlen in den vorangehenden Reihen von den analogen in der letzten Tabelle der vorigen Nummer durch Beobachtung gefundenen Zahlen.

Abstände.	Senkrecht zum magnet. Meridian			In der Richtung des magnet. Meridians		
	ber. Momente d	$53{,}06 \cdot d$	Unterschiede.	ber. Momente d'	$53{,}06 \cdot d'$	Unterschiede.
0	—427,45	—22680	— 289	—427,45	—22680	— 289
300	— 3,5625	— 189,03	— 0,90	+ 1,4544	+ 77,17	+ 0,06
400	— 1,4661	— 77,79	+ 0,34	+ 0,6547	+ 34,74	— 0,03
500	— 0,7420	— 39,37	+ 0,10	+ 0,3452	+ 18,31	+ 0,07
600	— 0,4267	— 22,64	+ 0,18	—	—	—

Die verschiedenen Vorzeichen der ersten Columne in beiden Abtheilungen der Tabelle entsprechen den entgegengesetzten Ablenkungen, welche die Bifilarrolle bei den verschiedenen Stellungen der Multiplicatorrolle erfährt. Der beträchtliche Unterschied in der ersten Horizontalreihe erklärt sich daraus, dass die dem berechneten Moment entsprechende Zahl in der Tabelle der vorigen Nummer aus der ursprünglich beobachteten Zahl bei Zurückführung auf gleiche Stromstärke mit einem ungleich grössern Coefficienten multiplicirt werden musste, als die übrigen Zahlen, dass sich also in dem Maasse auch die Beobachtungsfehler vergrösserten. Des Weitern sind die Abweichungen so gering, dass sie in den Bereich der unvermeidlichen Beobachtungsfehler fallen. Da nun aber die Rechnungen mit Zugrundelegung der Formel AMPÈRE's für die Wechselwirkung zweier Stromelemente ausgeführt wurde und die vorliegende grosse Uebereinstimmung mit den Versuchsergebnissen zeigte, so ist dadurch bewiesen, dass AMPÈRE's Bestimmung der beiden constanten Coefficienten, und zwar $n = 2$ und $k = -\frac{1}{2}$, die richtige sei.

[1] W. WEBER. *Abhandlungen über elektrodynamische Maassbestimmungen. Aus den Abhandlungen bei Begründung der königlich-sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften. 1846. S. 211—268. — Auch gesondert: Leipzig, bei Weidmann, 1852. — *Auszugsweise in Pogg. Ann. 73. 193. (1848.)

[2] W. WEBER. *Beschreibung eines kleinen Apparates zur Messung des Erdmagnetismus nach absolutem Maasse für Reisende, in: Resultate des magnetischen Vereins. 1836. S. 63.

§. 27. Berechnung der Wechselwirkung zwischen zwei geradlinigen Strömen.

Die Formel, welche die Wechselwirkung zweier unendlich kleiner Theile von galvanischen Strömen darstellt, bietet den Ausgangspunkt zur Berechnung aller Erscheinungen der Anziehung und Abstossung zwischen galvanischen Strö-

men von endlicher Länge und beliebiger Form. Es mögen zunächst die analytischen Darstellungen der hauptsächlichsten in §. 23 behandelten Erscheinungen Platz finden, insofern dieselben geradlinige Ströme betreffen.

I. Anziehung und Abstossung paralleler Leiter [1]. Vergl. §. 23, N. I. In der Formel 13) des §. 25, N. V. wurde das Maass für die Wechselwirkung zweier Stromelemente, welche die Stärke i und i' besitzen und in einem Abstand r von einander sich befinden, dargestellt durch

$$\frac{ii'\,ds'}{\sqrt{r}}\;d\,\frac{\cos\beta}{\sqrt{r}},$$

wo ds' die Länge des einen Stromelementes bedeutet und β den Winkel, welchen es mit der Verbindungslinie r zum andern Elemente macht. Durch Multiplication und Division mit $\cos\beta$ ergiebt sich die Form

$$\frac{ii'\,ds'}{\cos\beta}\,\frac{\cos\beta}{\sqrt{r}}\;d\,\frac{\cos\beta}{\sqrt{r}} = \frac{ii'\,ds'}{2\cos\beta}\;d\,\frac{\cos^2\beta}{r}.$$

Soll die Componente der Kraft senkrecht zur Richtung des Elementes ds' gefunden werden, so muss vorstehende Formel mit $\sin\beta$ multiplicirt werden und giebt

$$\frac{ii'\,ds'}{2}\,\mathrm{tg}\,\beta\,d\,\frac{\cos^2\beta}{r} = \frac{ii'\,ds'}{2}\left(d\,\frac{\sin\beta\cos\beta}{r} - \frac{d\beta}{r}\right).$$

Sind die beiden Ströme, zu denen die betrachteten Elemente gehören, einander parallel und haben einen senkrechten Abstand $= a = r\sin\beta$, so findet sich die senkrechte Componente der Wirkung des Stromes, zu welchem das eine Element gehört, auf das Element ds', wenn der Werth von r oder $\frac{a}{\sin\beta}$ in vorige Formel eingesetzt und dieselbe integrirt wird. Es ergiebt sich

$$\frac{ii'\,ds'}{2a}\,(\sin^2\beta\cos\beta + \cos\beta).$$

Hat der Strom eine Ausdehnung zwischen den Grenzen β' und β'', so geht dieser Ausdruck über in

$$\frac{ii'\,ds'}{2a}\,(\sin^2\beta''\cos\beta'' + \cos\beta'' - \sin^2\beta'\cos\beta' - \cos\beta').$$

Bezeichnet man nun die Längen des ds' enthaltenden Stromes, welche sich bis zu den von den Endpunkten des andern Stromes gefällten Perpendikeln erstrecken, mit b und b', so ist

$$s' = b' - a\,\mathrm{cotg}\,\beta' = b'' - a\,\mathrm{cotg}\,\beta'',$$

also

$$ds' = \frac{a\,d\beta'}{\sin^2\beta'} = \frac{a\,d\beta''}{\sin^2\beta''} \quad \ldots\ldots\ldots\ 1\text{a}).$$

Dieser Werth in die Formel eingesetzt, giebt

$$\frac{ii'}{2}\left(\cos\beta''\,d\beta'' + \frac{\cos\beta''}{\sin^2\beta''}\,d\beta - \cos\beta'\,d\beta' - \frac{\cos\beta'}{\sin^2\beta'}\,d\beta'\right).$$

Das Integral hieraus zwischen den Grenzen β_1' und β_2', sowie β_1'' und β'' giebt

aber das Maass für die gesuchte Anziehung zwischen beiden parallelen Strömen unter der Form:

$$\frac{ii'}{2}\left(\sin\beta''_2 - \sin\beta_1'' - \sin\beta'_2 + \sin\beta_1' - \frac{1}{\sin\beta''_2} + \frac{1}{\sin\beta_1''} + \frac{1}{\sin\beta'_2} - \frac{1}{\sin\beta_1'}\right).$$

Eine andere Form erhält man durch Vertauschung der trigonometrischen Werthe $\sin\beta''_2\ldots$ mit den entsprechenden linearen $\frac{a}{r''_2}\ldots$ und zwar

$$\frac{ii'}{2}\left(\frac{a}{r''_2} - \frac{a}{r_1''} - \frac{a}{r'_2} + \frac{a}{r_1'} + \frac{r_1'' - r''_2 + r_1' - r'_2}{a}\right) \quad . \; . \; . \quad 1\text{ b}).$$

Haben beide Ströme gleiche Länge, stehen sie senkrecht auf den Verbindungslinien der entsprechenden Enden, und bezeichnet man die Diagonale des so gebildeten Parallelogramms mit c, so ist

$$r_1' = r''_2 = a \quad \text{und} \quad r'_2 = r''_1 = c$$

und die Formel vereinfacht sich in

$$ii'\left(\frac{c}{a} - \frac{a}{c}\right) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2\text{ a})$$

oder in

$$\frac{ii'\,l^2}{ac} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2\text{ b}),$$

wenn man mit l die Längen der Ströme bezeichnet.

II. **Drehungsmoment eines Stromleiters unter Einfluss eines andern in derselben Ebene befindlichen und gegen den erstern beliebig geneigten Leiters**[2]. Vergl. §. 23, N. III. Seien in *Fig. 143* $l'l''$ und $l_1 l_2$ zwei Stromleiter, welche verlängert in dem Punkte O sich unter einem Winkel ε treffen, und sei der Leiter $l_1 l_2$ um den Punkt O drehbar. In m und m' befinden sich die Stromelemente ds und ds', deren Wechselwirkung senkrecht zur Richtung von ds' in voriger Nummer gefunden wurde durch

$$\frac{ii'\,ds'}{2}\left(d\,\frac{\sin\beta\cos\beta}{r} - \frac{d\beta}{r}\right).$$

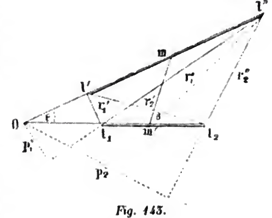


Fig. 143.

Wird das Drehungsmoment des ganzen Stromes $l_1 l_2$ unter Einfluss des Stromes $l'l''$ mit M bezeichnet, so ist das des einen Stromelementes unter Einfluss des andern Elementes mit dem zweiten Differenzial zu bezeichnen und wird gefunden durch Multiplication des vorstehenden Ausdruckes mit dem Abstande $Om' = s$ vom Drehpunkte. Es ist

$$\frac{d^2 M}{ds\,ds'}\,ds\,ds' = \frac{ii'}{2}\,s'\,ds'\left(d\,\frac{\sin\beta\cos\beta}{r} - \frac{d\beta}{r}\right).$$

Wird hierin $r = mm'$ mit seinem Werthe $\frac{s'\sin\varepsilon}{\sin(\beta - \varepsilon)}$ vertauscht, und das Integral genommen, so ergiebt sich das Drehungsmoment des Elementes ds' unter Einfluss des Stromes $l'l''$ durch

$$\left.\begin{aligned}\frac{dM}{ds'}\,ds' &= \frac{ii'\,ds'}{2\sin\varepsilon}\,[\sin\beta\cos\beta\sin(\beta-\varepsilon)+\cos(\beta-\varepsilon)+C] \\ &= \frac{ii'\,ds'}{2\sin\varepsilon}\,[\cos\beta\cos\varepsilon+\sin^2\beta\cos(\beta-\varepsilon)+C]\end{aligned}\right\}\quad\ldots\ldots 1),$$

wenn $\cos(\beta-\varepsilon)$ mit $(\sin^2\beta+\cos^2\beta)\cos(\beta-\varepsilon)$ vertauscht und die Auflösung von $\sin(\beta-\varepsilon)$ und $\cos(\beta-\varepsilon)$ vorgenommen wird. Erhält für die Enden von $l'l''$ der Winkel β die Werthe β' und β'', so muss vorstehendes Integral zwischen diesen Grenzen genommen werden. In der Klammer befinden sich alsdann zwei Werthe von gleicher Form, welche sich nur durch das entgegengesetzte Vorzeichen und die Marken von β unterscheiden. Beide mögen der Einfachheit wegen gesondert behandelt werden.

Um ds' in Function von β'' auszudrücken, mag der Abstand $l''o$ mit a'' bezeichnet werden, und da $om' = s'$ und $ol''m' = \beta''-\varepsilon$, so ist

$$s' = \frac{a''\sin(\beta''-\varepsilon)}{\sin\beta''},$$

also

$$ds' = \frac{a''\sin\varepsilon}{\sin^2\beta''}.$$

Wird dieser Werth in den für die Grenze β'' giltigen Antheil des obigen Integrals eingesetzt, und dasselbe nochmals integrirt zwischen den Grenzen $\beta_{,}''$ und β_2'', so ergiebt sich

$$\frac{ii'a''}{2}\int_{\beta'}^{\beta''}\left[\frac{\cos\beta''}{\sin^2\beta''}\cos\varepsilon+\cos(\beta''-\varepsilon)\right]d\beta''$$

$$= \frac{ii'a''}{2}\left[\sin(\beta_2''-\varepsilon)-\sin(\beta_{,}''-\varepsilon)-\frac{\cos\varepsilon}{\sin\beta_2''}+\frac{\cos\varepsilon}{\sin\beta_{,}''}\right].$$

Dieser Ausdruck vereinfacht sich, wenn die Abstände des Punktes l'' von $l_{,}$ und l_2 mit $r_{,}''$ und r_2'', und die darauf von O aus gefällten Perpendikel mit $p_{,}''$ und p_2'' bezeichnet werden. Dann ist nämlich

$$\begin{aligned}a''\sin(\beta_2''-\varepsilon) &= p_2'' \\ a''\sin(\beta_{,}''-\varepsilon) &= p_{,}'' \\ \frac{a''}{\sin\beta_2''} &= \frac{r_2''}{\sin\varepsilon} \\ \frac{a''}{\sin\beta_{,}''} &= \frac{r_{,}''}{\sin\varepsilon}\end{aligned}$$

und der Ausdruck geht über in:

$$\frac{ii'}{2}\,[p_2''-p_{,}''+(r_{,}''-r_2)\operatorname{cotg}\varepsilon].$$

Für den andern der Grenze l' entsprechenden Theil des aus Gleichung 1) zu gewinnenden Integrals braucht man nur die im vorstehenden Werthe mit zwei Strichen versehenen Charaktere mit einem Strich zu bezeichnen und den so erhaltenen Ausdruck von dem vorigen abzuziehen. So ergiebt sich das Drehungsmoment des

Stromes $l_, l_2$ unter Einfluss des Stromes $l' l''$ um den gemeinschaftlichen Durchschnittspunkt als

$$M = \frac{ii'}{2} [p_2'' - p_,'' - p_2' + p_,' + (r_,'' - r_2'' - r_,' + r_2') \operatorname{cotg} \varepsilon] \; . \; . \; . \; 2).$$

In vorstehender Formel ist der Werth $r_,'' - r_2'' - r_,' + r_2'$ stets positiv, indem $r_,'' + r_2'$ als die Summe der Diagonalen im Vierecke $l' l_, l_2 l''$ stets grösser sind als die Summe zweier Seiten desselben $r_2'' + r_,'$. Ist nun ε ein spitzer Winkel, dann ist $\operatorname{cotg} \varepsilon > 0$ und der in der innern Klammer befindliche Werth vermehrt den von den Perpendikeln abhängigen. Ist ε ein rechter Winkel, dann wird $\operatorname{cotg} \varepsilon = 0$ und das Drehungsmoment reducirt sich auf

$$M = \frac{ii'}{2} (p_2'' - p_,'' - p_2' + p_,') \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 3).$$

Ist ε ein stumpfer Winkel, dann wird $\operatorname{cotg} \varepsilon < 0$, und somit vermindert der in der Klammer befindliche Werth den von den Perpendikeln abhängigen. Wird endlich $\varepsilon = 0$, dann fallen beide Ströme zusammen; es verschwinden die mit p bezeichneten Werthe aus der Formel, und $\cos \varepsilon$ wird $= \infty$. Der alsdann sich ergebende Werth für M ist also unverhältnissmässig viel grösser als der für irgend eine Neigung der beiden Ströme gefundene.

Reichen beide Ströme bis zum Drehpunkte o, und bezeichnet man dann ihre Längen ol'' mit a und ol_2 mit b, so wird

$$p_,'' = 0; \; p_2' = 0; \; p_,' = 0,$$
$$r_,'' = a; \; r_,' = 0; \; r_2' = b,$$

und die Formel reducirt sich auf

$$M = \frac{ii'}{2} [p + (a + b - r) \operatorname{cotg} \varepsilon] \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 4),$$

wenn gleichzeitig von p und r die Marken fortgelassen werden.

Wird ε ein rechter Winkel, dann ist $\operatorname{cotg} \varepsilon = 0$, und die letzte Formel vereinfacht sich in

$$M = \frac{ii'}{2} p \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 5).$$

Es lässt sich nun zeigen, dass das Vorzeichen von M in Gleichung 4) stets positiv ist, wenn i und i' gleiches Vorzeichen haben, also wenn beide Ströme vom Kreuzungspunkte o aus gehen oder beide sich nach ihm hin bewegen; dass aber M negativ wird, also Abstossung stattfindet, wenn ein Strom sich nach dem Durchschnittspunkte hin, der andere davon fort bewegt. Ist dieses der Fall, dann muss der in der Klammer befindliche Werth stets positiv sein. Bezeichnet man nämlich den Winkel zwischen r und a mit γ und den zwischen r und b mit δ, so ist

$$\operatorname{cotg} \varepsilon = - \operatorname{cotg} (\gamma + \delta)$$

$$a = \frac{p}{\sin \gamma}; \; b = \frac{p}{\sin \delta}$$

$$r = a \cos \gamma + b \cos \delta = p \left(\frac{\cos \gamma}{\sin \gamma} + b \frac{\cos \delta}{\sin \delta}\right),$$

also ist

$$a + b - r = p\left(\frac{1 - \cos\gamma}{\sin\gamma} + \frac{1 - \cos\delta}{\sin\delta}\right)$$

$$= p\left(\operatorname{tg}\frac{\gamma}{2} + \operatorname{tg}\frac{\delta}{2}\right)$$

und somit ist

$$M = \frac{ii'}{2}p\left[1 - \frac{\operatorname{tg}\frac{\gamma}{2} + \operatorname{tg}\frac{\delta}{2}}{\operatorname{tg}(\gamma + \delta)}\right].$$

Aus dieser Form der Gleichung wird aber ersichtlich, dass von 1 stets ein echter Bruch abgezogen werden muss, und somit ist das Vorzeichen des in der Klammer befindlichen Werthes stets positiv, was erwiesen werden sollte.

Reichen jedoch nicht beide Ströme bis zu dem Durchschnittspunkt o, so kann, wie leicht zu sehen, auch bei gleichem Vorzeichen von i und i' Abstossung erfolgen; denn es brauchen ja nur beide nahezu in eine Linie zu fallen und der eine da zu beginnen, wo der andere aufhört.

III. **Bewegungsmoment eines begrenzten Leiters unter Einfluss eines unbegrenzten, wenn ersterer senkrecht auf letzterm steht.** Vergl. §. 23, N. IV. Es bedeute in *Fig. 144* kl einen geraden Stromleiter, und de einen blos auf einer Seite desselben und zwar senkrecht stehenden Stromleiter. Es sei o derjenige Punkt, in welchem der letztere Leiter verlängert den erstern trifft, und von welchem aus auf kl die s' und auf de die s abgemessen werden. Der Winkel, welchen die Verbindungslinie r zwischen zwei Theilchen ds' und ds mit der Richtung von kl macht, werde wie immer mit β bezeichnet, dann ist das bekannte Maass für die Wechselwirkung beider Elemente nach der in N. I. vorgenommenen Umwandlung

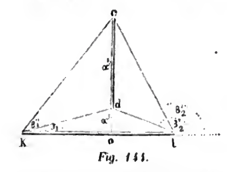


Fig. 144.

$$\frac{ii'\,ds'}{2\cos\beta}\,d\frac{\cos^2\beta}{r}.$$

Soll hieraus die zu ds' parallele Componente der Kraft — oder, wie sie Ampère bezeichnet, das **Element der Tangentialkraft** — gefunden werden, so bedarf es nur einer Multiplication mit $\cos\beta$, und der Ausdruck wird:

$$\frac{ii'\,ds'}{2}\,d\frac{\cos^2\beta}{r}.$$

Das Bewegungsmoment parallel zu ds' ergiebt sich aber durch Multiplication dieses Werthes mit dem senkrechten Abstande beider Theilchen von einander oder $r\sin\beta$ und zwar

$$= \frac{ii'\,ds'}{2}\,r\sin\beta\,d\frac{\cos^2\beta}{r} \quad \ldots\ldots\ldots\ 1),$$

oder wenn man

$$r = -\frac{s'}{\cos\beta}$$

setzt, und bedenkt, dass s' unabhängig ist von einer Veränderung auf dem Leiter de

$$= \frac{ii'\,ds'}{2} \frac{\sin\beta}{\cos\beta} d\cos^3\beta$$

oder

$$= -\frac{ii'\,ds'}{2}\, 3\cos\beta\,\sin^2\beta\; d\beta.$$

Eine Integration zwischen den Grenzen β' und β'' entsprechend den Enden des Leiters de giebt

$$-\frac{ii'\,ds'}{2}(\sin^3\beta'' - \sin^3\beta')$$

für das von dem Elemente ds' auf den Leiter de ausgeübte Bewegungsmoment. Um auch für ds' integriren zu können, muss dasselbe als Function von β'' und β' ausgedrückt werden. Da nun, wenn man od mit a' und oe mit a'' bezeichnet,

$$s' = a''\operatorname{cotg}\beta'' = a'\operatorname{cotg}\beta',$$

so ist

$$ds' = -\frac{a''\,d\beta''}{\sin^2\beta''} = -\frac{a'\,d\beta'}{\sin^2\beta'}$$

und somit jenes erste Integral

$$= \frac{ii'}{2}(a''\sin\beta''\,d\beta'' - a'\sin\beta'\,d\beta').$$

Wird die Integration zwischen den Grenzen $\beta_{,}''$ und $\beta_{,}'$, sowie β_2'' und β_2' entsprechend den Enden k und l des unbegrenzten Leiters vorgenommen, so ist

$$\frac{ii'}{2}[a''(\cos\beta_2'' - \cos\beta_{,}'') - a'(\cos\beta_2' - \cos\beta_{,}')] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

das gesuchte Bewegungsmoment des begrenzten Leiters unter Einfluss eines unbegrenzten, auf dem er senkrecht steht.

Soll nun der unbegrenzte Leiter nach beiden Seiten unendlich lang sein, so entspricht das den Bedingungen

$$\beta_2'' \text{ und } \beta_2' = \pi;\quad \beta_{,}'' \text{ und } \beta_{,}' = 0;$$

die vorige Formel geht aber dann über in

$$ii'(a'' - a') \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

und zeigt somit, dass das auf den begrenzten Leiter ausgeübte Bewegungsmoment nur abhängig ist von der Länge desselben, nicht aber von dem Abstande zwischen ihm und dem unverhältnissmässig langen unbegrenzten Leiter.

Reicht der Leiter ed bis auf den Leiter kl herab, so wird $a' = 0$. Ist überdem noch der Scheitelpunkt o beider Leiter in der Mitte von kl gelegen, so wird $-\cos\beta_{,}'' = \cos\beta_2''$ und die demgemäss modificirte Gleichung 2) oder

$$ii'\,a''\cos\beta_2'' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

zeigt, dass das Moment alsdann gleich ist der Höhe desjenigen rechtwinkeligen Dreiecks, das durch die beiden Leiter und eine der Zuglinien gebildet wird, welche die Enden derselben verbindet.

Wird noch dazu der Leiter kl nach beiden Seiten unverhältnissmässig lang, dann ist $\beta''_2 = 0$, und somit zeigt das Moment

$$= ii'\,a'' \quad \ldots\ldots\ldots \quad 5),$$

dass es der Länge des begrenzten Leiters gleichkommt.

Sind die beiden Leiter endlich und reichen beide blos bis zum Scheitelpunkt o, so ist das Moment

$$= \frac{ii'}{2}\,a'' \cos\beta''_2 \quad \ldots\ldots\ldots \quad 6).$$

Wird ein von o auf die Seite le gefälltes Perpendikel mit p bezeichnet, so ist offenbar $p = a'' \cos\beta''_2$ und der Werth des Momentes erhält die Form

$$\frac{ii'}{2}\,p \quad \ldots\ldots\ldots \quad 7),$$

d. i. dieselbe Form, welche sich in N. II. Gleichung 5) ergab.

IV. **Anziehung und Abstossung in der Richtung der kürzesten Verbindungslinie zweier in verschiedenen Ebenen befindlicher und unter rechtem Winkel sich kreuzender Ströme.** Seien in *Fig. 145* bc und $b'c'$ zwei geradlinige Ströme in verschiedenen Ebenen, deren kürzester Abstand $dd' = a$ ist; werden ferner die $+s$ auf dem obern Leiter von d nach c und die $+s'$ auf dem untern von d' nach c' abgemessen, und ist r die Verbindungslinie zweier Stromelemente ds und ds', so ist zuvörderst:

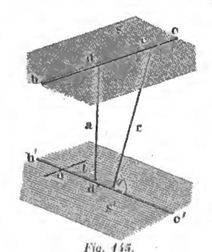


Fig. 145.

$$\left.\begin{aligned} r^2 &= a^2 + s^2 + s'^2 \\ \text{also} \quad \frac{r\,dr}{ds'}\,ds' &= s'\,ds'. \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad 1).$$

Ferner ist

$$\cos\beta = -\frac{dr}{ds'} = -\frac{s'}{r}$$

und die allgemeine Formel für die Wechselwirkung zweier Stromelemente erhielt in N. I. die Gestalt

$$\frac{ii'\,ds'}{2\cos\beta}\,d\,\frac{\cos^2\beta}{r}.$$

Soll hieraus der Ausdruck für die Kraftcomponente gefunden werden, welche parallel zur Verbindungslinie a gerichtet ist, so muss die Formel mit $\frac{a}{r}$ multiplicirt werden und giebt somit

$$\frac{ii'\,ds'}{2}\;\frac{a}{r\cos\beta}\;d\,\frac{\cos^2\beta}{r},$$

oder durch Substitution des obigen Werthes von $\cos\beta$, wobei zu erwägen ist, dass s' ungeändert bleibt, wenn sich s ändert:

$$-\frac{ii'\,ds'}{2}\,s'\,r\;d\,\frac{1}{r^3} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 2).$$

Werden die Zuglinien von ds' nach b und c mit r' und r'' bezeichnet, und wird jener Ausdruck zwischen den dadurch gegebenen Grenzen integrirt, so stellt er den

Werth der ganzen zwischen dem Elemente ds' und dem Strome bc wirksamen Kraft dar als:

$$-\frac{ii'\,ds'}{2}\,as'\left(\frac{1}{r''^3}-\frac{1}{r'^3}\right),$$

welchem Werthe mit Hülfe der Gleichung 1) die Form

$$-\frac{ii'}{2}\,a\left(\frac{1}{r''^2}\frac{dr''}{ds'}\,ds'-\frac{1}{r'^2}\frac{dr'}{ds'}\,ds'\right) \qquad 3)$$

gegeben werden kann, um ihn zu einer abermaligen Integration vorzubereiten. Wird dieselbe ausgeführt zwischen den Grenzen r'_1 und r'_2 sowie r''_1 und r''_2, entsprechend den Enden b' und c' des untern Leiters, so findet sich

$$\frac{ii'}{2}\left(\frac{a}{r''_2}-\frac{a}{r''_1}-\frac{a}{r'_2}+\frac{a}{r'_1}\right) \qquad 4)$$

als Ausdruck für die Wechselwirkung in der Richtung der kürzesten Verbindungslinie zweier senkrecht zu einander in verschiedenen Ebenen liegender Stromleiter. Dieselbe lässt sich also auf zwei anziehende und zwei abstossende Kräfte zurückführen, welche dem kürzesten Abstande beider Ströme direct und den bezüglichen Abständen der beiden Endpunkte des einen von jedem der beiden Endpunkte des andern umgekehrt proportional sind.

V. Drehungsmoment zwischen zwei in verschiedenen Ebenen befindlichen und senkrecht zu einander stehenden geraden Strömen, von denen der eine um eine zu dem andern parallele Axe drehbar ist. Die Axe, um welche der Leiter $b'c'$ der *Fig. 145* drehbar ist, durchschneide denselben an der Stelle o, und es mag der Abstand od' dieses Punktes von der Eintrittsstelle der Linie a mit t bezeichnet werden. Im Uebrigen mögen die Bezeichnungen der vorigen Nummer beibehalten bleiben. Offenbar findet sich nun das Drehungsmoment des Elementes ds' unter Einfluss des Elementes ds, wenn die zum kürzesten Abstand a parallele Componente ihrer ganzen Wechselwirkung, wie sie sich in Formel 2) der vorigen Nummer darstellt, multiplicirt wird mit dem Abstande $s'-t$ des Elementes ds' von dem Drehpunkte o. Eine Integration des so gefundenen Werthes zwischen den Grenzen r' und r'' giebt alsdann das Drehungsmoment des Theilchens ds' unter Einfluss des ganzen Leiters bc. Da nun aber $s'-t$ ungeändert bleibt, wenn sich r auf der Linie s bewegt, so wird das gesuchte Integral von der Form des unter Formel 3) der vorigen Nummer gefundenen sein und sich darstellen als

$$-\frac{1}{2}\,ii'\,a\left(\frac{s'-t}{r''^2}\,dr''-\frac{s'-t}{r'^2}\,dr'\right).$$

Eine abermalige Integration dieses Werthes giebt das Drehungsmoment, welches die ganze Linie s' erfährt. Dieser Werth stellt zwei Integrale von derselben Form dar, von denen nur das eine ausgeführt werden mag. Eine partielle Integration giebt

$$-\frac{1}{2}\,ii'\,a\left(\frac{s'-t}{r''}-\int\frac{ds'}{r''}-\ldots\right).$$

Um hierinnen das Integral $\int\frac{ds'}{r''}$ aufzulösen, mögen die von s' unabhängigen Factoren aus ds' und r'' ausgeschieden werden. Bezeichnet man nämlich die Länge

dc, welche s für die Zuglinie r'' erlangt, mit c, und werden die Winkel β' und β'' wieder eingeführt, so ist:

$$r'' = \frac{\sqrt{a^2 + c^2}}{\sin\beta''}\,; \quad s' \operatorname{tg}\beta'' = -\sqrt{a^2 + c^2}\,; \quad ds' = \frac{\sqrt{a^2 + c^2}}{\sin^2\beta''}\,d\beta'',$$

und demgemäss geht der obige Werth über in

$$-\frac{1}{2}\,ii'\,a\left(\frac{s'-t}{r''} - \int\frac{d\beta''}{\sin\beta''} - \ldots\right).$$

Wird hierfür, sowie für den gleichgestalteten unausgeführt gelassenen Theil die Integration zwischen den Grenzen s'_1 und s'_2, $r''_{,}$ und r''_2, $r'_{,}$ und r'_2, $\beta''_{,}$ und β''_2 sowie $\beta'_{,}$ und β'_2 vorgenommen, so stellt sich der Werth für das gesuchte Drehungsmoment dar als:

$$-\frac{1}{2}\,ii'a\left[\frac{s'_2 - t}{r''_2} - \frac{s'_{,} - t}{r''_{,}} - \frac{s'_2 - t}{r'_2} + \frac{s'_{,} - t}{r'_{,}} - \lg\frac{\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta''_2\cdot\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta'_{,}}{\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta''_{,}\cdot\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta'_2}\right].$$

Diese Formel vereinfacht sich bedeutend, wenn die Drehungsaxe den Leiter s' da schneidet, wo die Linie a' in denselben eintrifft, und wenn s' sich nur nach einer Seite dieser Drehungsaxe erstreckt. Dann wird nämlich

$$t = 0; \quad s'_{,} = 0; \quad \beta'_{,} = 90^0 \text{ und } \beta''_{,} = 90^0$$

und die Formel reducirt sich auf

$$-\frac{1}{2}\,ii'\,a\left[\frac{s'_2}{r''_2} - \frac{s'_2}{r'_2} - \lg\frac{\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta''_2}{\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta'_2}\right].$$

VI Drehungsmoment zwischen zwei in verschiedenen Ebenen befindlichen und senkrecht zu einander stehenden Strömen, wenn die Drehungsaxe die kürzeste Verbindungslinie zwischen beiden ist. Vergl. §. 23, N. II. Es seien bc und $b'c'$ in *Fig. 146* die beiden senkrecht zu einander gehenden Stromesrichtungen und $dd' = a$ die kürzeste Verbindungslinie. Beide Ströme mögen vorerst blos bis zu dieser Verbindungslinie verlaufend und $d'c'$ oder s' um a als Axe drehbar gedacht werden. Ein bei f' liegendes Stromelement ds' erfährt von einem bei f liegenden Elemente ds eine Einwirkung nach der Richtung der Verbindungslinie r, welche infolge N. IV. Formel 2) ausgedrückt ist durch

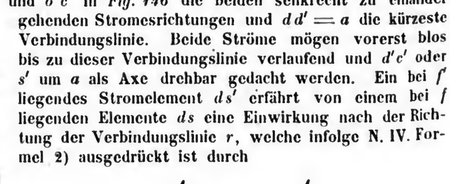


Fig. 146.

$$-\frac{1}{2}\,ii'\,ds'\,s'r\,d\frac{1}{r^3},$$

worinnen

$$r^2 = a^2 + s^2 + s'^2$$

gesetzt werden kann. Jene Formel geht dann über in

$$- \frac{1}{2} ii' s' ds' \sqrt{a^2 + s^2 + s'^2}\, d(a^2 + s^2 + s'^2)^{-\frac{3}{2}}$$

$$= \frac{3}{2} ii' \frac{s\, ds\, s'\, d's'}{(a^2 + s^2 + s'^2)^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1).$$

Soll aus dieser in der Richtung der Zuglinie r wirkenden Kraft die zu a senkrechte Componente ef' derselben gefunden werden, so ist dieselbe zu multipliciren mit

$$\sin\zeta = \frac{ef'}{r} = \frac{\sqrt{s^2 + s'^2}}{\sqrt{a^2 + s^2 + s'^2}}.$$

Um aber das Moment zur Axe a zu finden, ist diese Componente mit ihrem kleinsten Abstande ϱ von dieser Axe zu multipliciren. Dieser kleinste Abstand ist aber offenbar der Halbmesser eines um d' gezogenen Kreises, welcher die Richtung ef' in g berührt. Und da ed', welches parallel zu df gezogen und $= s$ ist, senkrecht auf $df' = s'$ steht, so ist

$$\varrho = \frac{s s'}{\sqrt{s^2 + s'^2}}.$$

Der Werth 1) muss also mit einer Grösse q multiplicirt werden, sodass

$$q = \varrho \sin\zeta = \frac{s s'}{\sqrt{a^2 + s^2 + s'^2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

ist, und giebt dann das Rotationsmoment des Theilchens ds' um die Axe a unter Einfluss des Theilchens ds in der Form

$$\frac{d^2 M}{ds\, ds'} ds\, ds' = \frac{ii'}{2} \frac{3 s^2 s'^2\, ds\, ds'}{(a^2 + s^2 + s'^2)^{\frac{5}{2}}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3).$$

Es bedarf dieser Ausdruck nur noch nach s und s' integrirt zu werden, um den Werth des Drehungsmomentes von $d'c'$ zur Axe a unter Einfluss von dc zu erhalten. Die Integration lässt sich nach folgender Umformung bewirken. Infolge Gleichung 2) ist

$$\frac{dq}{ds} = \frac{s'}{\sqrt{a^2 + s^2 + s'^2}} - \frac{s^2 s'}{(a^2 + s^2 + s'^2)^{\frac{3}{2}}}$$

$$= \frac{a^2 s' + s'^3}{(a^2 + s^2 + s'^2)^{\frac{3}{2}}},$$

und hieraus

$$\frac{d^2 q}{ds\, ds'} = \frac{a^2 + 3s'^2}{(a^2 + s^2 + s'^2)^{\frac{3}{2}}} - \frac{3(a^2 s'^2 + s'^4)}{(a^2 + s^2 + s'^2)^{\frac{5}{2}}}$$

$$= \frac{a^2}{(a^2 + s^2 + s'^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{3 s^2 s'^2}{(a^2 + s^2 + s'^2)^{\frac{5}{2}}}$$

demgemäss ist aber

$$\frac{d^2 M}{ds\, ds'} ds\, ds' = \frac{ii'}{2} ds\, ds' \left[\frac{d^2 q}{ds\, ds'} - \frac{a^2}{(a^2 + s^2 + s'^2)^{\frac{3}{2}}}\right],$$

also

$$M = \frac{ii'}{2}\left[q - \int_{s'=0}^{s'=s'} ds' \int_{s=0}^{s=s} \frac{a^2\, ds}{(a^2 + s^2 + s'^2)^{\frac{3}{2}}}\right].$$

Indem für $s = 0$ das Integral nach s ebenfalls $= 0$ wird, findet sich hieraus ohne Weiteres

$$M = \frac{ii'}{2}\left[q - \int_{s'=0}^{s'=s'} ds' \frac{a^2\, s}{(a^2 + s'^2)\sqrt{a^2 + s^2 + s'^2}}\right].$$

Um das noch aufzulösende Integral auf die Form

$$\int \frac{dx}{(x^2 + h^2)\sqrt{1 + x^2}} = \frac{1}{h\sqrt{1 + h^2}}\, arc\left(tg = \frac{x\sqrt{1 - h^2}}{h\sqrt{1 + x^2}}\right)$$

zu bringen, werde

$$\frac{s'^2}{a^2 + s^2} = x^2$$

und daraus

$$s' = x\sqrt{a^2 + s^2};\; ds' = dx\sqrt{a^2 + s^2}$$

gesetzt. Nach den geeigneten Substitutionen wird aber demzufolge

$$\int \frac{a^2\, s\, ds'}{(a^2 + s'^2)\sqrt{a^2 + s^2 + s'^2}} = \frac{a^2\, s}{a^2 + s^2}\int \frac{dx}{\left(\frac{a^2}{a^2 + s^2} + x^2\right)\sqrt{1 + x^2}}$$

$$= a \cdot arc\left(tg = \frac{xs}{a\sqrt{1 + x^2}}\right)$$

$$= a \cdot arc\left(tg = \frac{ss'}{a\sqrt{a^2 + s^2 + s'^2}}\right)$$

und nach Wiedereinführung des Werthes von q aus Gleichung 2)

$$= a \cdot arc\left(tg = \frac{q}{a}\right).$$

Da nun für $s' = 0$ dieser Werth ebenfalls $= 0$ wird, so ist endlich

$$M = \frac{ii'}{2}\left[q - a \cdot arc\left(tg = \frac{q}{a}\right)\right] \quad \ldots\ldots\ldots \quad 4)$$

und bietet so den Ausdruck des Rotationsmomentes zur Axe der kürzesten Verbindungslinie für einen geraden Leiter unter Einfluss eines andern geraden Leiters, welche in dem Abstand a senkrecht zu einander stehen, sobald beide Leiter nur bis zu der Rotationsaxe verlaufen.

Wird in dieser Gleichung $a = 0$ gesetzt, fallen also beide Leiter in dieselbe Ebene, so werden die Linien ff' und ef' der *Fig. 146* identisch; es wird also der Winkel $ef'c'$ nach der frühern Bezeichnung $= \beta$ oder $= \beta''_2$, wenn f' und e die

Enden der rechtwinkelig auf einander stehenden Leiter sind. Wird dann überdem noch die Länge des Leiters $d'e$ oder s mit a'' bezeichnet, so ist $a \cdot arc\left(tg = \frac{q}{a}\right) = 0$

$$q = a'' \frac{s'}{\sqrt{s^2 + s'^2}} = a'' \cos \beta''_2$$

und

$$M = \frac{ii'}{2} a'' \cos \beta''_2$$

genau wie unter N. III. Gleichung 6).

---

[1] Die in diesem Paragraphen auszugsweise gegebenen Untersuchungen behandelte AMPÈRE in seinem

*Mémoire sur une nouvelle expérience électrodynamique, sur son application à la formule qui représente l'action mutuelle de deux élémens de conducteurs voltaïques, et sur de nouvelles conséquences déduites de cette formule. — Lu à l'Académie royale des sciences le 12 Sept. 1825. — * Ann. de ch. et de ph.* V. 29. p. 381 et V. 30. p. 29.

Sowie in seiner

Théorie des phénomènes électrodynamiques etc. p. 65—94.

§. 28. Berechnung der Wechselwirkung verschieden gestalteter Ströme. Solenoid.

Von den Erscheinungen bei der Wechselwirkung zwischen zwei Leitern, von denen einer oder beide krummlinig sind, mögen die folgenden Fälle als die interessantesten hervorgehoben werden. Wirkt ein Leiter von ganz beliebiger Gestalt auf einen geradlinigen Leiter, und ist der letztere so beschaffen, dass er blos in der Richtung seiner Längsausdehnung jenem Einflusse folgen kann, so ist das Maass der Wirkung ganz unabhängig von der Gestalt und Lage des erstern, und hängt nur ab von den senkrechten Abständen seiner Endpunkte von der Richtung des letztern. Es würde also ein zwischen den Endpunkten sich erstreckender gerader Leiter, durch den ein gleich starker Strom sich bewegt, genau dieselbe Wirkung ausüben wie ein beliebig gestalteter und beliebig langer an denselben Stellen beginnender und endender Leiter. Hieraus geht aber hervor, dass, wenn auf irgend einem Wege ein Strom von einem Punkte zu einem andern verläuft und auf irgend einem andern Wege wieder zu dem ersten Punkte zurückkehrt, dass also ein solches System eines geschlossenen Stromes einem geradlinigen Leiter keinen Bewegungsantrieb in der Richtung seiner Ausdehnung zu ertheilen vermag, und somit selbstredend nur anziehend oder abstossend senkrecht zur Richtung des geraden Leiters auf diesen wirkt. Die anziehende oder abstossende Wirkung zwischen einem geschlossenen Umlauf und einem andern Leiter führt nun unter Umständen zu continuirlichen Rotationsbewegungen, von denen in §. 23 der eine Fall hervorgehoben wurde, wenn der geschlossene Leiter ein Kreis, der andere ein Halbmesser desselben ist, der sich um den Mittelpunkt drehen kann. Eine analytische Darstellung dieser Erscheinung mag ebenfalls demnächst gegeben werden.

Vor allem bietet aber die Wechselwirkung zwischen geschlossenen Strömen und beliebig gestalteten andern geschlossenen und ungeschlossenen Strömen ein grosses

Interesse. Ampère gelang es, ganz allgemein nachzuweisen, dass ein geschlossener beliebig gestalteter Strom einem Stromelement einen Bewegungsantrieb ertheilt, welcher senkrecht zu seiner Richtung steht und senkrecht zu einer mathematisch bestimmbaren von der Form und gegenseitigen Lage des Leiters und des Elementes abhängigen geraden Linie, welche er Directrix nennt. Die Grösse der auf das Element wirkenden Kraft ist proportional dem Sinus desjenigen Winkels, welchen die Directrix mit der Richtung des Elementes bildet. Im Uebrigen lässt sich aber das Maass dieser Kraft nur dann in einfacher Gestalt darstellen, wenn die geschlossene Stromcurve so klein ist, dass ihre Abmessungen als verschwindend gegen den Abstand des Elementes von ihr angesehen werden können.

Als aus solchen geschlossenen Stromcurven zusammengesetzt betrachtet nun Ampère eine sehr enge elektrodynamische Spirale, und nennt dieselbe Solenoïd. Ist ein Solenoid so lang, dass die Wirkung des einen Endes desselben als verschwindend betrachtet werden kann, dann wirkt das andere Ende auf ein in seiner Umgebung befindliches Stromelement ganz ähnlich, wie ein Magnetpol auf dasselbe wirken würde. Die mathematische Entwickelung zeigt, dass für das Solenoid die Directrix zusammenfällt mit der Verbindungslinie zwischen der Mitte des Stromelementes und der Mitte des äussersten Umlaufes vom Solenoid. Will man also die Richtung der Wirkung auf das Stromelement finden, so hat man durch die Richtung des Stromelementes und das benachbarte Ende des Solenoids eine Ebene zu legen und auf dieser durch die Mitte des Elementes eine Senkrechte zu errichten, welche der gesuchten Richtung entspricht. Die Grösse der Wirkung findet sich umgekehrt proportional dem Quadrate des Abstandes zwischen dem Stromelement und dem Pole des Solenoids und direct proportional dem Sinus des Winkels, welchen die Verbindungslinie zwischen Pol und Element mit der Richtung des letztern macht. — Ist jedoch der andere Pol des Solenoids nicht so weit von dem Stromelement entfernt, dass seine der des ersten Poles entgegengesetzte Wirkung vernachlässigt werden könnte, so wiederholt man für denselben die analogen Constructionen, und setzt die beiden gewonnenen Kräfte nach der Theorie des Kräfteparallelogrammes zusammen.

Erweitert sich das Stromelement zu einem geschlossenen Umlaufe, so gestalten sich die Ausdrücke für die Grösse und Richtung seiner Wechselwirkung mit einem Pole eines Solenoids abermals nach der von seiner Lage und Grösse abhängigen Directrix. Statt dass aber das Stromelement senkrecht zur Directrix einen Bewegungsantrieb erfährt, geschieht der gegen den geschlossenen Strom ausgeübte in der Richtung derselben. — Erweitert sich wiederum der geschlossene Umlauf zu einem Solenoid, so fällt auch hier die Directrix mit der Verbindungslinie zwischen den Polen dieses und des ersten Solenoids zusammen, und es stellt sich heraus, dass beide Pole beider Solenoide in der Richtung ihrer Verbindungslinie sich anziehen, wenn die um sie kreisenden Ströme gleichgerichtet sind, sich aber abstossen, wenn die Ströme in beiden entgegengesetzte Richtungen haben, und dass solches mit einer Kraft geschieht, welche dem Quadrate des Abstandes umgekehrt proportional ist.

Die grossen Analogien, welche so die Pole eines Solenoids mit den Polen eines Magneten zeigen, veranlasste, zu untersuchen, ob auch das Solenoid eine stabile Gleichgewichtslage ausserhalb der Ebene eines geschlossenen Stromes finden werde, wenn sich sein Pol blos in einer Linie bewegen könne, welche parallel zur Axe des geschlossenen Stromes steht. In Wahrheit kann auch diese Analogie nachgewiesen werden, und mehr noch: auch wenn sich die geschlossene Curve wiederum zu einem Solenoid erweitert, findet der befreundete Pol eines andern Solenoids, der sich nur parallel zur Axe des erstern bewegen kann, eine stabile Gleichgewichtslage, welche vor und ausserhalb der Ebene der äussersten Stromcurve des erstern Solenoids sich befindet.

I. Zuvörderst mag diejenige Kraft zwischen einem geradlinigen Leiter und einem beliebig gestalteten andern Leiter berechnet werden, welche den letztern parallel zu der Richtung des erstern zu bewegen strebt [1]. Es wird sich zeigen, dass diese Kraft unabhängig ist von der Gestalt des letztern und nur abhängt von den senkrechten Entfernungen zwischen seinen Enden und dem geraden Leiter oder dessen Verlängerung. Es möge in *Fig. 147* bc ein Stück eines beliebig gestalteten und beliebig gelegenen Leiters sein, auf welchen der gerade Leiter $b'c'$ wirkt. Die tangentielle Wirkung eines Elementes ds' des erstern auf ein Element des letztern findet sich durch Multiplication der allgemeinen Formel

$$\frac{ii'\,ds'}{\sqrt{r}}\,d\,\frac{\cos\beta}{\sqrt{r}}$$

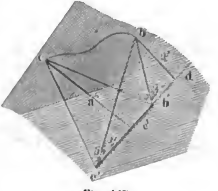


Fig. 147.

für die Wechselwirkung zweier Stromelemente mit $\cos\beta$. Daraus entsteht

$$ii'\,ds'\,\frac{\cos\beta}{\sqrt{r}}\,d\,\frac{\cos\beta}{\sqrt{r}} = \frac{ii'\,ds'}{2}\,d\,\frac{\cos\beta^2}{r} \quad . \; . \; 1).$$

Die Wirkung zwischen dem Elemente ds' und dem ganzen beliebig gestalteten Leiter cb ergiebt sich durch Integration des vorstehenden Werthes zwischen den Grenzen β' und β'' sowie r' und r'', entsprechend den Endpunkten b und c des Leiters, und ist somit:

$$\frac{ii'\,ds'}{2}\left(\frac{\cos\beta''^2}{r''} - \frac{\cos\beta'^2}{r'}\right).$$

Substituirt man in diesem Ausdrucke die Werthe von r', r'' und ds' in Functionen von β und integrirt ihn abermals, so erhält man die totale Tangentialkraft des beliebig gestalteten Leiters zur geraden Linie, von welcher ds' ein Theil war. Fällt man zu dem Zwecke von den Enden des Leiters bc auf den geraden Leiter $b'c'$ oder dessen Verlängerung die Perpendikel $bd = a'$ und $c\delta = a''$, so ist

$$r' = \frac{a'}{\sin\beta'}; \quad r'' = \frac{a''}{\sin\beta''} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 1).$$

Ferner ist infolge Gleichung 1 a) in N. I. des vorigen Paragraphen

$$\left.\begin{aligned} ds' &= -\frac{dr'}{\cos\beta'} = \frac{a'\,d\beta'}{\sin^2\beta'} \\ \text{und} \quad &= -\frac{dr''}{\cos\beta''} = \frac{a''\,d\beta''}{\sin^2\beta''} \end{aligned}\right\} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 2).$$

Durch Einsetzung dieser Werthe in die obige Gleichung findet sich das verlangte Integral

$$\left.\begin{aligned} & \frac{ii'}{2}\int\left(\frac{\cos^2\beta''\,d\beta''}{\sin\beta''}-\frac{\cos^2\beta'\,d\beta'}{\sin\beta'}\right) \\ & = \frac{ii'}{2}\left(\lg\frac{\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta''}{\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta'}+\cos\beta''-\cos\beta'+c\right)\end{aligned}\right\}\quad\ldots\quad 1).$$

Werden die vier Winkel, welche der gerade Leiter mit den vier Verbindungslinien seiner Enden und derjenigen des Leiters bc macht, mit β_1' und β_2', sowie β_1'' und β_2'' bezeichnet, so sind damit die Grenzen des vorigen Integrals gegeben und es gestaltet sich somit zu

$$\frac{ii'}{2}\left(\lg\frac{\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta_2''}{\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta_2'}-\lg\frac{\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta_1''}{\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta_1'}+\cos\beta_2''-\cos\beta_1''-\cos\beta_2'+\cos\beta_1'\right).$$

Hieraus leuchtet aber die Unabhängigkeit der Tangentialwirkung von der Gestalt des Leiters bc ein, indem nur eine Abhängigkeit von denjenigen Winkeln vorhanden ist, welche die Verbindungslinien der vier Enden beider Leiter mit dem geraden Leiter machen.

Für den Fall nun, dass der geradlinige Leiter nach beiden Seiten unendlich lang werden soll, ist

$$\frac{1}{2}\beta_2''\ \text{und}\ \frac{1}{2}\beta_2' = 0$$

$$\frac{1}{2}\beta_1''\ \text{und}\ \frac{1}{2}\beta_1' = \frac{\pi}{2}.$$

Demgemäss fallen die Cosinus des vorigen Werthes aus, und der die Tangenten enthaltende Theil würde die Form $\frac{0}{0}$ annehmen. Die Auflösung des letzten Werthes ergiebt sich aber durch folgende Umwandlungen. Es ist nämlich

$$\frac{ii'}{2}\left(\lg\frac{\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta_2''}{\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta_2'}-\lg\frac{\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta_1''}{\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta_1'}\right)=\frac{ii'}{2}\lg\frac{\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta_2''\cdot\operatorname{cotg}\frac{1}{2}\beta_1''}{\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta_2'\cdot\operatorname{cotg}\frac{1}{2}\beta_1'},$$

und da sich die Winkel $\frac{1}{2}\beta_2''$ und $\frac{1}{2}\beta_1''$ sowie $\frac{1}{2}\beta_2'$ und $\frac{1}{2}\beta_1'$ zu einem Rechten ergänzen sollen, also die Cotangenten des einen den Tangenten des andern gleich sind:

$$=\frac{ii'}{2}\lg\frac{\operatorname{tg}^2\frac{1}{2}\beta_2''}{\operatorname{tg}^2\frac{1}{2}\beta_2'}=ii'\cdot\lg\frac{\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta_2''}{\operatorname{tg}\frac{1}{2}\beta_2'}.$$

Der Grenzwerth dieses Ausdruckes für $\beta''_2 = 0$ und $\beta'_2 = 0$ ist aber offenbar

$$i\,i' \lg \frac{a''}{a'}.$$

Die Tangentialkraft eines beliebig gestalteten Leiters parallel zu einem geradlinigen Leiter ist also blos abhängig von den senkrechten Abständen a' und a'' der Endpunkte des erstern von dem letztern.

II. Demnächst mag das **Drehungsmoment** berechnet werden, welches unter Einfluss eines Kreisstromes ein geradliniger Leiter erfährt, der im Mittelpunkte des erstern beginnt, sich bis zur Peripherie desselben erstreckt, und der um den Mittelpunkt des Kreises als Axe beweglich ist. (Vergl. §. 23, N. V.) Es sei in *Fig. 148* ds' ein Theilchen eines Kreisstromes, dessen Mittelpunkt in c liegt. Es sei ferner cb der radiale, um c bewegliche Strom, so ist die Wirkung, welche ds' parallel zu seiner Richtung auf ein Theilchen des Leiters cb ausübt, nach Gleichung 1) der vorigen Nummer ausgedrückt durch

$$\frac{i i' \, ds'}{2} \, d \frac{\cos \beta^2}{r};$$

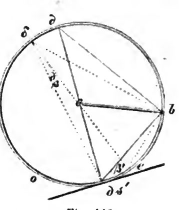


Fig. 148.

die Kraft, mit welcher ds' in der Richtung seiner Tangente unter Einfluss eines Theilchens vom Leiter cb bewegt werden würde, ist nothwendigerweise gegeben, wenn die vorige Formel mit entgegengesetztem Vorzeichen versehen wird. Soll sich aber dieses Theilchen um den Mittelpunkt c bewegen, so muss jener Werth mit dem Abstande vom Mittelpunkt, oder mit dem Halbmesser a des Kreises multiplicirt werden. Daraus ergiebt sich das Drehungsmoment

$$d^2 M = - a \frac{i i' \, ds'}{2} \, d \frac{\cos \beta^2}{r}.$$

Hieraus wird nun das Drehungsmoment, welches das Element ds' durch den ganzen Leiter cb erfährt, durch Integration zwischen den Grenzen β' und β'', sowie r' und r'' dargestellt, entsprechend den Enden b und c des radialen Leiters. Da aber in vorliegendem Falle offenbar $\beta'' = 90^0$, also $\cos \beta'' = 0$ wird, so ist

$$d M = a \frac{i i' \, ds'}{2} \frac{\cos \beta'^2}{r'} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 1).$$

Eine abermalige Integration dieses Ausdruckes nach s' giebt das Drehungsmoment, welches ein Bogen s' des Kreises erfährt, wenn derselbe um c beweglich, der radiale Leiter aber als fest betrachtet wird. Zu dem Ende mögen die Werthe von r' und ds' als Functionen von β' ausgedrückt werden. Der Winkel β', welchen die Sehne $ds'b$ mit der Tangente an der Stelle ds' macht, ist gleich dem Winkel $ds'db$, welchen der Durchmesser zu ds' mit der Sehne db macht. Ist ds' der Zuwachs eines Bogens, welcher in o beginnt, und reicht dieser Zuwachs bis e, so zeigt die für die letztere Stelle wiederholte Construction, dass $e\delta b$ gleich dem Winkel β' ist, wenn s' um ds' vermehrt wurde. Der Winkel hat sich aber um $e\delta ds'$ vermindert, welcher Werth gleich ist

$$- d\beta' = \frac{ds'}{2a}.$$

Ingleichen ist

$$r' = 2a \sin \beta'$$

und somit

$$\frac{ds'}{r'} = - \frac{d\beta'}{\sin\beta'}.$$

Demzufolge geht nun der Ausdruck 1) über in

$$dM = - \frac{ii'}{2} a \frac{\cos\beta'^2}{\sin\beta'} d\beta'.$$

Soll nun der Bogen s' als feststehend, der radiale Leiter cb als beweglich angesehen werden, so ist im vorstehenden Ausdrucke nur das Vorzeichen zu ändern. Das Integral daraus oder

$$M = \frac{ii'}{2} a \int \frac{\cos\beta'^2}{\sin\beta'} d\beta$$

giebt aber das Drehungsmoment des radialen Leiters cb unter Einfluss eines Kreisbogens s', und ist von derselben Form wie das in der vorigen Nummer aus Formel 1) entwickelte.

III. Eine Reihe unendlich kleiner geschlossener und unter einander gleicher Ströme, welche in kleinsten Abständen normal auf einer durch ihre Schwerpunkte gehenden Curve stehen, nennt Ampère ein elektrodynamisches Solenoid [2]. Das Wort ist abgeleitet von σωληνοειδής, welches Kanal bedeutet. Ein sehr enger elektrodynamischer Cylinder mit möglichst nahe an einander liegenden Windungen würde also mit einiger Annäherung ein Solenoid darstellen. Es sei zunächst die Aufgabe, die Wirkung eines Solenoids auf ein Stromelement zu bestimmen. In *Fig. 149* sei $l'o$ die erzeugende Curve des Solenoids, und die um dieselbe gezeichneten Ringe bedeuten die kleinen geschlossenen Strombahnen; ferner sei $m'n'$ das Stromelement, in dessen Mitte sich der Ausgangspunkt a der Coordinatenaxen aX, aY und aZ befinde. Der Abstand am des Schwerpunktes einer Strombahn von dem Coordinatenanfangspunkte werde mit l bezeichnet, der Inhalt der von der Strombahn umkreisten Fläche mit λ, die Länge eines Perpendikels vom Coordinatenanfangspunkt auf die Ebene der Strombahn mit t, die Winkel, welche dasselbe zu den Axen der X, Y und Z macht, mit ξ, η und ζ, und die Winkel, welche das Stromelement $m'n'$ zu diesen Axen macht, mit λ, μ und ν und sind endlich x, y, z die Coordinaten des Schwerpunktes der Fläche: dann ist nach den §. 25, N. V. aufgefundenen Formeln 2) und 3) der Werth für die Kraftcomponenten zwischen m und $m'n'$ nach der Richtung der drei Coordinatenaxen ausgedrückt durch

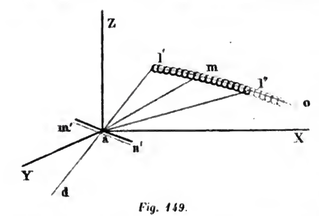


Fig. 149.

$$\left.\begin{aligned} X &= \frac{ii'\,ds'}{2}(C\cos\mu - B\cos\nu) \\ Y &= \frac{ii'\,ds'}{2}(A\cos\nu - C\cos\lambda) \\ Z &= \frac{ii'\,ds'}{2}(B\cos\lambda - A\cos\mu) \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ 1)$$

und die Resultirende daraus in Grösse und Richtung durch

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2).$$

Da wir es nun hier mit einer sehr kleinen Stromcurve zu thun haben, bekommen die Werthe A, B und C der obigen Formeln die Bedeutung der Gleichungen 6) in §. 25, N. V., wo $n = 2$ zu setzen ist, und zwar ist:

$$\left.\begin{aligned} A &= \lambda \left(\frac{\cos \xi}{l^3} - \frac{3tx}{l^5}\right) \\ B &= \lambda \left(\frac{\cos \eta}{l^3} - \frac{3ty}{l^5}\right) \\ C &= \lambda \left(\frac{\cos \zeta}{l^3} - \frac{3tz}{l^5}\right) \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3).$$

Ist nun g der unendlich kleine Abstand zweier benachbarter Strombahnen, dann ist die Anzahl derselben, welche auf dem kleinsten Theile ds der erzeugenden Curve liegen, $\frac{ds}{g}$. Sollen aber die Componenten der Wirkung aller dieser Strombahnen zwischen l' und l'' auf das Stromelement gefunden werden, so müssen X, Y und Z mit $\frac{ds}{g}$ multiplicirt und zwischen den Grenzen l' und l'' integrirt werden. Da aber die dabei in Betracht kommenden veränderlichen Grössen nur in den Werthen A, B und C enthalten sind, so bedarf es blos einer Multiplication und Integration dieser und einer nachmaligen Einsetzung der gefundenen Werthe in X, Y und Z. Demgemäss ist aber

$$A_{,} = \frac{\lambda}{g} \int \left(\frac{\cos \xi}{l^3} - \frac{3tx}{l^5}\right) ds$$

$$B_{,} = \frac{\lambda}{g} \int \left(\frac{\cos \eta}{l^3} - \frac{3ty}{l^5}\right) ds$$

$$C_{,} = \frac{\lambda}{g} \int \left(\frac{\cos \zeta}{l^3} - \frac{3tz}{l^5}\right) ds.$$

Werden hierin die Grössen $\cos \xi$, $\cos \eta$, $\cos \zeta$, und t als Function von x, y, z und l ausgedrückt, so sind die vorstehenden Werthe einer allgemeinen Integration fähig. Zuvörderst ist ersichtlich, dass, da die Strombahnen senkrecht auf der erzeugenden Curve stehen sollen, die Winkel ξ, η und ζ diejenigen sind, welche die Tangente zu der Curve mit der Richtung der Coordinaten macht. Und somit ist

$$\cos \xi = \frac{dx}{ds}; \quad \cos \eta = \frac{dy}{ds}; \quad \cos \zeta = \frac{dz}{ds}.$$

Ferner ist die Länge einer vom Coordinatenanfangspunkt auf die Stromebenen gefällten Normale gleich der Summe der Projectionen der Coordinaten auf ihre Richtung, also

$$t = \frac{x\,dx + y\,dy + z\,dz}{ds};$$

und endlich ist

$$l^2 = x^2 + y^2 + z^2,$$

also

$$l\,dl = x\,dx + y\,dy + z\,dz,$$

woraus

$$t = l\,\frac{dl}{ds}.$$

Diese Werthe in die Gleichung für $A_{,}$ substituirt, geben aber

$$A_{,} = \frac{\lambda}{g}\int\left(\frac{dx}{l^3} - \frac{3x\,dl}{l^4}\right)$$
$$= \frac{\lambda}{g}\left(\frac{x}{l^3} + C\right).$$

Soll das Solenoid nur zwischen l' und l'' ausgedehnt sein, und bekommen zwischen diesen Grenzen die Veränderlichen die bezüglichen Werthe x', y', z', l', und x'', y'', z'', l'', so erhält man

und in analoger Weise

$$\left.\begin{aligned} A_{,} &= \frac{\lambda}{g}\left(\frac{x''}{l''^3} - \frac{x'}{l'^3}\right), \\ B_{,} &= \frac{\lambda}{g}\left(\frac{y''}{l''^3} - \frac{y'}{l'^3}\right), \\ C_{,} &= \frac{\lambda}{g}\left(\frac{z''}{l''^3} - \frac{z'}{l'^3}\right) \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 4).$$

Ist das Solenoid nur nach einer Richtung begrenzt, nach der andern aber unbegrenzt, so werden die ersten Glieder der Formeln $= 0$, und diese gehen über in

$$A_{,} = -\frac{\lambda x'}{g\,l'^3};\quad B_{,} = -\frac{\lambda y'}{g\,l'^3};\quad C_{,} = -\frac{\lambda z'}{g\,l'^3}. \quad \ldots\ldots \quad 5).$$

Was nun die Richtung der Resultirenden R anbetrifft, so findet sich dieselbe folgendermassen. Offenbar macht sie Winkel mit den drei Coordinatenaxen, deren Cosinusse ausgedrückt sind durch

$$\left.\begin{aligned} \frac{X}{R} &= -\sigma\,\frac{z'\cos\mu - y'\cos\nu}{R} \\ \frac{Y}{R} &= -\sigma\,\frac{x'\cos\nu - z'\cos\lambda}{R} \\ \frac{Z}{R} &= -\sigma\,\frac{y'\cos\lambda - x\cos\mu}{R} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 6),$$

wie man erkennt, wenn man die Werthe der letzten Gleichungen in die Formeln 1) einsetzt und $\frac{ii'ds'\lambda}{g\,l'^3}$ mit σ bezeichnet. Da nun das Stromelement mit denselben Axen die Winkel λ, μ, ν bildet, so ist der Cosinus des Winkels zwischen der Resultirenden und dem Stromelement ausgedrückt durch

$$-\sigma\left(\cos\lambda\,\frac{z'\cos\mu - y'\cos\nu}{R} + \cos\mu\,\frac{x'\cos\nu - z'\cos\lambda}{R} + \right.$$
$$\left. + \cos\nu\,\frac{y'\cos\lambda - x'\cos\mu}{R}\right).$$

In Betracht nun aber der vorstehende Ausdruck offenbar $= 0$ ist, so zeigt sich, dass die Resultirende senkrecht auf dem Stromelemente steht. — Es werde ferner eine Linie construirt, welche AMPÈRE Directrix nennt und welche so beschaffen ist, dass die Winkel α, β und γ, die sie mit den drei Coordinatenaxen bildet, gegeben sind durch

$$\left.\begin{aligned}
\cos\alpha &= \frac{A_{,}}{\sqrt{A_{,}^2 + B_{,}^2 + C_{,}^2}} = \mp \frac{x'}{\sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2}} \\
\cos\beta &= \frac{B_{,}}{\sqrt{A_{,}^2 + B_{,}^2 + C_{,}^2}} = \mp \frac{y'}{\sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2}} \\
\cos\gamma &= \frac{C'}{\sqrt{A_{,}^2 + B_{,}^2 + C_{,}^2}} = \mp \frac{z'}{\sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2}}
\end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad 7),$$

so ist dieses offenbar die Linie dl' in *Fig. 149*, welche gleichzeitig durch die Mitte des Stromelementes und den Pol des Solenoids geht. Der Cosinus des Winkels, den dieselbe mit der Resultirenden macht, ist gegeben durch die Summe der Producte aus den Cosinussen der Winkel, welche beide Linien mit den Coordinatenaxen machen, also durch

$$\pm \frac{\sigma}{R\sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2}} [x'(z'\cos\mu - y'\cos\nu) + y'(x'\cos\nu - z'\cos\lambda) + \\ + z'(y'\cos\lambda - x'\cos\mu)].$$

Da nun aber der vorstehende Ausdruck ebenfalls $= 0$ ist, so zeigt sich, dass die Resultirende auch senkrecht auf der Verbindungslinie zwischen Pol und Stromelement steht. Steht nun aber die Resultirende gleichzeitig senkrecht auf dem Stromelement und auf seiner Verbindungslinie mit dem Pole des Solenoids, so steht sie senkrecht auf derjenigen Ebene, welche durch beide genannte Richtungen gegeben ist, und welche die Wirkungsebene des Solenoides heissen möge *. Um also die Richtung derjenigen Kraft zu finden, mit welcher das begrenzte Ende (oder ein Pol) eines nach der andern Richtung unbegrenzten Solenoides auf ein Stromelement wirkt, hat man, ganz ähnlich wie bei der Wirkungsweise eines Magneten (vergl. §. 5, S. 25), durch das Stromelement und den Schwerpunkt der Endfläche des Solenoids eine Ebene zu legen, und auf derselben eine Senkrechte zu construiren. Parallel zu dieser geht die gesuchte Richtung der Kraft.

Noch verdient bemerkt zu werden, dass die Wirkung des Solenoids auf ein Stromelement gänzlich unabhängig ist von derjenigen Function, welche die Gestalt und die Richtung der das Solenoid erzeugenden Curve $l'o$ gegen das Stromelement bestimmt.

Nächst der Richtung mag die Grösse der Kraft näher bezeichnet werden, mit welcher der eine Pol des Solenoids auf das Stromelement ds' wirkt. Allgemein ist diese Grösse durch die Gleichung 2) gegeben. Werden in derselben die Werthe von X, Y und Z aus den Gleichungen 1) und 5) substituirt und bedenkt man, dass infolge der Gleichungen 7)

* Es ist bequemer und mit dem Frühern übereinstimmender, als charakteristische Ebene, wie es hier geschah, diejenige einzuführen, welche die Richtung der Directrix und das Stromelement gleichzeitig enthält, als diejenige, welche AMPÈRE (*Théorie etc.* p. 43) *Plan directeur* nennt und welche senkrecht auf der Directrix stehend die Resultante enthält.

$$x' = \cos\alpha\sqrt{x^2+y^2+z^2} = l'\cos\alpha$$
$$y' = l'\cos\beta$$
$$z' = l'\cos\gamma$$

ist, so erhält man

$$R = \frac{ii'ds'}{2}\,\frac{\lambda}{g\,l'^2}\sqrt{(\cos\gamma\cos\mu - \cos\beta\cos\nu)^2 + (\cos\alpha\cos\nu - \cos\gamma\cos\lambda)^2 + (\cos\beta\cos\lambda - \cos\alpha\cos\mu)^2}.$$

Bezeichnet man nun den Winkel, welchen die Directrix und das Stromelement bilden mit φ, so sieht man leicht, dass der unter dem Wurzelzeichen befindliche Werth $= \sin\varphi$ ist. Es ist nämlich $\sin\varphi = \sqrt{1-\cos^2\varphi}$; substituirt man darin den Werth von

$$\cos\varphi = \cos\alpha\cos\lambda + \cos\beta\cos\mu + \cos\gamma\cos\nu$$

und bedenkt man, dass das Product

$$(\cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma)\,(\cos^2\lambda + \cos^2\mu + \cos^2\nu) = 1$$

ist, weil jeder der beiden Factoren $= 1$ ist, so erhält man nach den geeigneten Reductionen das Gesagte. Demgemäss ist aber

$$R = \frac{\lambda ii'ds'}{2g}\,\frac{\sin\varphi}{l'^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 8).$$

Bedenkt man nun, dass im vorliegenden Falle die Directrix die Verbindungslinie zwischen dem Stromelement und dem Pole des Solenoids ist, so geht hieraus hervor, dass die Grösse derjenigen Kraft, mit welcher das begrenzte Ende (oder ein Pol) eines nach der andern Richtung unbegrenzten Solenoids auf ein Stromelement wirkt, ganz ähnlich wie die analoge Wirkung des Magneten (vergl. §. 6, N. II.), direct proportional ist dem Sinus desjenigen Winkels φ, welchen das Stromelement mit der Verbindungslinie zum Pole macht, und umgekehrt proportional ist dem Quadrate seines Abstandes von diesem Pole.

Soll das Solenoid nach der Richtung o (der letzten Figur) nicht ins Unbegrenzte verlaufen, sondern sich nur bis l'' erstrecken, so findet man seine Wirkung, wenn man sich vorstellt, dass in l'' ein dem vorigen gleiches, nach o hin ebenfalls unbegrenztes und auf derselben erzeugenden Curve verlaufendes Solenoid mit entgegengesetzter Stromesrichtung beginnt. Wird der Winkel $l'an'$ mit φ' und die Linie $l''a$ mit l'' bezeichnet, so ist dessen Wirkung auf das Stromelement $m'n'$ ausgedrückt durch

$$R_{,} = -\frac{\lambda ii'ds'}{2g}\,\frac{\sin\varphi'}{l''^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 9).$$

Da es nun aber in seinem ganzen Verlaufe die Wirkung des ersten unbegrenzten Solenoids aufhebt, insofern sie von dem Antheile $l''o\ldots$ herrührt, so ist die Wirkung des nach beiden Seiten begrenzten Solenoids $l'l''$ gleich der Resultante aus den Werthen von R und $R_{,}$ in den Gleichungen 8) und 9), d. i. gleich der Resultante aus den Wirkungen, welche jeder Pol des Solenoids allein ausüben würde.

Zu den Ergebnissen dieser Nummer kam SAVARY [3] durch einen etwas abweichenden Untersuchungsgang ebenfalls.

IV. Wie im vorstehenden Falle eine Wirkungsebene für einen Pol des Solenoids und ein Stromelement construirt wurde, so lässt sich allgemein (vergl. AMPÈRE

Théorie etc. p. 42 fg.) für einen beliebig gestalteten geschlossenen Strom, oder für ein System solcher Ströme und ein Stromelement eine Ebene nachweisen, auf welcher senkrecht die zwischen beiden statthabende Wechselwirkung steht. Wird nämlich in der allgemeinen Formel 3) in §. 25, N. V. X mit $\cos\lambda$, Y mit $\cos\mu$ und Z mit $\cos\nu$ multiplicirt, so zeigt sich, dass deren Summe $= 0$ ist. Die Summe der so gewonnenen Producte dividirt durch R, ist aber gleich dem Cosinus desjenigen Winkels, welcher durch die Resultante der Componenten X, Y und Z einerseits und durch die Richtung des Stromelementes andererseits gebildet wird. Da aber dieser Cosinus gleich Null ist, so ist der zugehörige Winkel ein Rechter, die Resultante steht also senkrecht auf der Richtung des Stromelementes ds'.

Es werde ferner

$$A^2 + B^2 + C^2 = D^2 \quad \ldots\ldots \quad 1)$$

gesetzt, wo A, B und C die in Gleichung 2) des §. 25, N. V. gegebenen Werthe haben, und es werde eine Linie construirt, welche mit den Coordinaten die Winkel α, β und γ bildet, sodass

$$\cos\alpha = \frac{A}{D}; \quad \cos\beta = \frac{B}{D}; \quad \cos\gamma = \frac{C}{D} \quad \ldots\ldots \quad 2)$$

ist. Diese Linie werde Directrix genannt. Nun ist aber

$$\frac{A}{D}\cdot\frac{X}{R} + \frac{B}{D}\cdot\frac{Y}{R} + \frac{C}{D}\cdot\frac{Z}{R}$$

$$= \frac{ii'ds'}{2DR}\left[A(C\cos\mu - B\cos\nu) + B(A\cos\nu - C\cos\lambda) + C(B\cos\lambda - A\cos\mu)\right]$$

$$= 0 \quad \ldots\ldots \quad 3);$$

der Winkel, welchen die Resultante mit der Directrix bildet, ist also gleich einem Rechten.

Steht aber die Richtung, in welcher ein geschlossener Strom dem Stromelement einen Bewegungsantrieb ertheilt, senkrecht auf dem Element, und gleichzeitig senkrecht auf der Directrix, so steht dieselbe senkrecht auf einer Ebene, welche durch das Element und die Directrix bestimmt ist, d. h. senkrecht auf der Wirkungsebene.

Es ist leicht ersichtlich, dass die in der vorigen Nummer gegebenen Erörterungen nur ein specieller Fall der hier gepflogenen Nachweise sind, und zwar insoweit, als die Werthe $A_{,}$, $B_{,}$ und $C_{,}$ in Gleichung 5) der vorigen Nummer ebenfalls specielle Werthe der allgemeinen Ausdrücke von A, B und C in der dortigen Gleichung 3) sind. Dort fiel infolge der Gleichung 7) die Directrix mit der Verbindungslinie zwischen dem Pole des Solenoids und dem Stromelemente zusammen; für ein beliebiges System von geschlossenen Curven hingegen hat die Directrix im Allgemeinen eine von der Verbindungslinie zwischen seinem Schwerpunkt und dem Stromelemente verschiedene Richtung.

Ebenso wie die Richtung, lässt sich auch die Grösse der Gesammtwirkung eines Systemes geschlossener Curven auf ein Stromelement zu einer allgemeinen Anschauung bringen. Werden nämlich in Gleichung 4) des §. 25, N. V. die Werthe von X, Y und Z der dortigen Gleichung 3) substituirt, nachdem infolge der obigen Gleichung 2)

$$A = D\cos\alpha; \quad B = D\cos\beta; \quad C = D\cos\gamma$$

gesetzt worden ist, so erhält man allgemein

$$R = \frac{ii'ds'}{2} D \sqrt{(\cos\gamma\cos\mu - \cos\beta\cos\nu)^2 + (\cos\alpha\cos\nu - \cos\gamma\cos\lambda)^2 + (\cos\beta\cos\lambda - \cos\alpha\cos\mu)^2}$$

$$= \frac{ii'ds'}{2} D \sin\varphi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4),$$

wenn man nach den Motiven der vorigen Nummer unter φ denjenigen Winkel versteht, welchen die Directrix und das Stromelement bilden. Es ist also das Maass der Wechselwirkung zwischen einem System geschlossener Ströme und einem Stromelemente dem jedesmaligen Maasse der Directrix und dem Sinus desjenigen Winkels proportional, welchen die letztere mit der Richtung des Stromelementes bildet.

V. Nachdem die Kraft berechnet wurde, mit welcher ein Solenoid und ein Stromelement auf einander wirken, mag daraus das Maass für die Wechselwirkung eines Solenoids und eines beliebig gestalteten endlichen Stromes entwickelt werden. Indem nun die Wirkung eines nach beiden Seiten begrenzten Solenoids stets aus der eines nach einer Seite unbegrenzten gefunden werden kann, mag nur von letzterem gehandelt werden. Es sei zu dem Zwecke l' das begrenzte Ende des Solenoids $l'l''$ (*Fig. 150*), welches zum Ausgangspunkte der rechtwinkeligen Coordinatenaxen $l'X$, $l'Y$ und $l'Z$ genommen werden mag, und es sei ferner $mn = ds'$ ein Element der Stromcurve bn, so ist nach dem Vorigen [N. III. Gleichung 8)] das Maass für die Wechselwirkung zwischen Solenoid und Stromelement gegeben durch

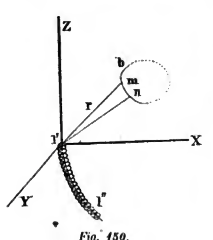


Fig. 150.

$$\frac{\lambda ii'ds'}{2g} \frac{\sin nml'}{r^2},$$

wo r die Länge des veränderlichen Abstandes $l'm$ bedeuten mag. Nun ist

$$\frac{r \cdot ds' \sin nml'}{2} = dv$$

gleich dem Flächeninhalte des schmalen Dreiecks nml'; es kann also der obige Ausdruck die Form

$$\frac{\lambda ii'dv}{gr^3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

bekommen. Die Wirkung des Solenoids auf den ganzen Strom bn ergiebt sich daraus durch Integration für die ganze Ausdehnung desselben als

$$\frac{\lambda ii'}{g} \int \frac{dv}{r^3}$$

und lässt sich zahlenmässig darstellen, wenn r als Function von v ausgedrückt werden kann.

Für die weitern Zwecke mag es genügen, nur den speciellen Fall zu erörtern, wenn der Strom, zu welchem mn gehört, sich in einer geschlossenen Curve bewegt. Es werde zu dem Ende die durch Gleichung 1) gegebene Kraft in drei zu den Coordinatenaxen parallele Componenten zerlegt. Wie bekannt steht diese Kraft senkrecht auf der Wirkungsebene, welche hier mit der Ebene nml' zusammenfällt, indem die Verbindungslinie r zwischen dem Pole des Solenoids und dem Strom identisch ist mit der Directrix. Soll die Componente der ganzen Kraft parallel zur Axe der

X gefunden werden, so muss sie mit dem Cosinus desjenigen Winkels multiplicirt werden, den ihre Richtung mit der Richtung der X macht. Dieser Winkel ist kein anderer als der Winkel, welchen das schmale Dreieck dv mit der Ebene der YZ bildet. Das Product von dv mit dem Cosinus des genannten Winkels ist aber die Projection des Flächenelementes dv auf die Ebene der YZ, und für diese findet sich nach Analogie der Erörterungen zu Gleichung 4) in §. 25, N. V. der Ausdruck

$$\frac{ydz - zdy}{2}.$$

Demgemäss ergiebt sich aber die Componente in der Richtung der X für den ganzen geschlossenen Strom oder auch für ein ganzes System von geschlossenen Strömen

$$X = \frac{\lambda ii'}{2g} \int \frac{ydz - zdy}{r^3},$$

für welches Integral am citirten Orte der Ausdruck

$$= \frac{\lambda ii'}{2g} A \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 2\text{a})$$

gefunden wurde. Es mag auch hier die geschlossene Stromcurve nur insoweit in Betracht gezogen werden, als ihre Dimensionen verschwindend klein sind, und dann bekommt A die Bedeutung von Gleichung 6c) in §. 25, N. V. In gleicher Weise findet sich für die Componente nach der Richtung der Y-Axe

$$Y = \frac{\lambda ii'}{2g} B \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 2\text{b})$$

und für die nach der Richtung der Z-Axe

$$Z = \frac{\lambda ii'}{2g} C \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 2\text{c}).$$

Hieraus ergiebt sich der Werth für die Resultante der Wechselwirkung zwischen Solenoid und geschlossenem Strome

$$\frac{\lambda ii'}{2g} \sqrt{A^2 + B^2 + C^2} \equiv \frac{\lambda ii'}{2g} D \quad \ldots \ldots \ldots \quad 3),$$

und diese macht mit den Coordinaten die Winkel $\alpha_{,}$, $\beta_{,}$ und $\gamma_{,}$, deren Cosinusse ausgedrückt sind durch

$$\cos \alpha_{,} = \frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}$$

$$\cos \beta_{,} = \frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}$$

$$\cos \gamma_{,} = \frac{C}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}.$$

Offenbar sind das aber dieselben Winkel, welche infolge Gleichung 2) von Nummer IV. die Directrix mit der Coordinatenaxe machte, zu welcher die dortige Resultirende der Wirkung zwischen geschlossenem Strom und Stromelemente senkrecht stand. Daraus geht aber die merkwürdige Folgerung hervor: Befinden sich an ein und

derselben Stelle ein Stromelement und der Pol eines nach der andern Seite unbegrenzten Solenoids, so erfahren beide von einem auf sie wirkenden geschlossenen Strome Bewegungsantriebe, welche senkrecht zu einander stehen; das Solenoid wird in der Richtung der Directrix, das Stromelement senkrecht dazu bewegt.

Ist die Wirkung zwischen einem Stromelement und einem geschlossenen Strome die möglichst grösste, was dann stattfindet, wenn der Winkel φ des Elementes mit der Directrix ein rechter, also $\sin\varphi = 1$ wird, so ist der Ausdruck für die Grösse dieser Kraft nach Gleichung 4) in N. IV.

$$\frac{ii' D\, ds'}{2}.$$

Wirkt derselbe geschlossene Strom aus derselben Entfernung auf den Pol eines Solenoids, so ist der Ausdruck für das Maass der Kraft nach Gleichung 3)

$$\frac{ii' D}{2} \frac{\lambda}{g};$$

beide Kräfte verhalten sich also zu einander wie

$$ds' : \frac{\lambda}{g},$$

oder wie die Länge des Stromelementes zu dem Inhalt einer der von den Strömen des Solenoids umschriebenen Fläche dividirt durch den Abstand jener Flächen in die Richtung der erzeugenden Curve.

VI. Ist die geschlossene Curve, oder das in der vorigen Nummer behandelte System von geschlossenen Curven selbst wiederum ein nach einer Seite unbegrenztes Solenoid, dann ist die Richtung der Wechselwirkung zwischen diesem und dem andern unbegrenzten Solenoid die der Verbindungslinie beider Pole. Was die Grösse dieser Wirkungen anbetrifft, so ist hier

$$D = \sqrt{A_{,}^2 + B_{,}^2 + C_{,}^2},$$

wenn $A_{,}$, $B_{,}$, $C_{,}$ die für das Solenoid geltenden Werthe aus Gleichung 5) in N. III. erhalten. Wird der Abstand beider begrenzter Enden der Solenoide mit l, und, zum Unterschied mit der für das erstere geltenden Bezeichnung, der Inhalt der von den Strömen des letztern umschriebenen Flächen mit λ' und ihr Abstand mit g' bezeichnet, so wird

$$D = -\frac{\lambda'}{g' l^2}.$$

Das negative Vorzeichen rührt her von der entgegengesetzten Richtung der Wirkung dieses und des ersten Solenoids, bei sonst gleichen Umständen. Daraus ergiebt sich aber infolge Gleichung 3) die Grösse der Wirkung

$$\frac{\lambda ii'}{2g} D = -\frac{\lambda\lambda' ii'}{2gg' l^2}.$$

Die zwischen zwei gleichartigen Polen zweier nach je einer Seite unbegrenzter Solenoide wirkende Kraft ist also eine abstossende und ist umgekehrt proportional dem Quadrate ihres Abstandes. Aendert sich in einem derselben die Stromesrichtung i oder i', so wird das Vorzeichen positiv und die Kraft ist eine anziehende. Sind beide So-

lenoide nach beiden Seiten begrenzt, so entstehen nach dem Frühern noch zwei andere Pole von entgegengesetzter Natur der hier betrachteten, und zwischen diesen vier Polen sind vier Kräfte, zwei anziehende und zwei abstossende wirksam.

Aus dem Vorigen geht nun ohne Weiteres der Satz SAVARY's [4] hervor, dass, wenn man die Axe eines Solenoids nach einer beliebigen Curve biegt, seine Wirkung auf ein Stromelement oder auf ein anderes Solenoid dieselbe ist, als die eines Solenoids von gleicher Weite der Windungen und gleicher Stromstärke, dessen Axe aber der geraden Verbindungslinie zwischen den äussersten Enden des erstern gleich ist. Eine Uebertragung auf den analogen Fall eines Magneten und speciell eines Elektromagneten, zu der man leicht versucht sein könnte, ist jedoch nur insoweit statthaft, als es darauf ankommt, die Richtung der Wirkung seiner beiden Pole zu finden. Hat man dagegen auf die Grösse der Kraft Rücksicht zu nehmen, so fällt dieselbe jedenfalls bei gleicher Stärke der magnetisirenden Kraft grösser aus für einen gebogenen Stab als für einen geraden von gleichem Polabstande; denn schon durch die grössere Masse des Magneten wird seine Polarität vergrössert, wie der zweite Abschnitt verschiedentlich nachweist.

VII. Ist die das Solenoid erzeugende Curve eine geschlossene, dann werden die in der Formel 4) von N. III. eingehenden Werthe

$$x'' = x'; \quad y'' = y'; \quad z'' = z'; \quad l'' = l',$$

und somit werden $A_{,}$, $B_{,}$, $C_{,} = 0$, und demgemäss wird auch $R = 0$. Ein in sich selbst zurückkehrendes Solenoid übt also nach aussen gar keine Wirkung aus, gerade so wie ein geschlossener Stahlring zwar magnetisch sein kann, aber keine Polarität besitzt.

SAVARY [3] nahm die hier nach AMPÈRE's Vorgang nachgewiesene Wirkungslosigkeit des geschlossenen Solenoids als Ausgangspunkt und fand, dass demzufolge der Cooefficient k in AMPÈRE's Formel für die Wechselwirkung zweier Stromelemente $= -\frac{1}{n}$ sein müsse. Wurde diese Bestimmung mit der von AMPÈRE gefundenen $n - 1 + 2k = 0$ zusammengehalten, so konnten k und n nur die folgenden zusammengehörigen Werthe haben, und zwar entweder

$$k = -\frac{1}{2} \text{ und } n = 2$$

oder

$$k = 1 \qquad \text{und } n = -1.$$

In Betracht aber erwiesen wurde (vergl. §. 25, N. III.), dass $n > 1$ sein muss, so kann nur die erste der beiden Möglichkeiten statt haben, welche mit der Bestimmung AMPÈRE's zusammentrifft.

VIII. Es könnte nach dem Vorhergehenden scheinen, als ob die im ersten Abschnitte, §. 13, beschriebenen Beziehungen zwischen einer geschlossenen Stromcurve oder einer galvanischen Spirale und einem Magneten kein Analogon fänden, wenn statt des Magneten ein Solenoid substituirt wird. Es lässt sich jedoch zeigen, dass auch hier die Analogien soweit verfolgt werden können, als überhaupt die Formeln einer allgemeinen Auflösung fähig sind.

Zuvörderst mag die Wirkung einer geschlossenen Stromcurve behandelt werden. In *Fig. IV*, auf *Taf. 2*, stellen B und F die Durchschnitte eines senkrecht auf der Figur stehenden Stromkreises mit der Ebene derselben dar, und ein parallel zu den verticalen Coordinaten beweglicher Magnetpol wurde in den mit 0 bezeichneten geometrischen Orten weder angezogen noch abgestossen, während er sich in den mit (+) und mit (—) bezeichneten entgegengesetzt verhielt. Voraussichtlich muss

nun die Neigung jener Orte gegen die Ebene der Stromcurven wesentlich dieselbe bleiben, wenn auch die Dimensionen der letztern gegen die Abstände des Magnetpoles verschwindend klein werden. Substituiren wir statt des Stromkreises *BF* eine sehr kleine Stromcurve und statt des Magnetpoles den Pol eines nach der andern Seite unbegrenzten Solenoids, und legen die *XY*-Ebene parallel zur Ebene der Stromcurve, während der Coordinatenanfangspunkt im Pole des Solenoids sich befindet, so würden die Formeln der N. V. in Anwendung zu bringen sein. Nach den dortigen Gleichungen 2) werden aber die drei Componenten der Wechselwirkung zwischen Solenoid und Stromcurve nach den Axen der X, der Y und der Z allgemein ausgedrückt durch

$$X = \frac{\lambda i i'}{2g} A = \frac{\lambda i i'}{2g} \lambda' \left(\frac{\cos \xi}{r^3} - \frac{3tx}{r^5}\right)$$

$$Y = \frac{\lambda i i'}{2g} B = \frac{\lambda i i'}{2g} \lambda' \left(\frac{\cos \eta}{r^3} - \frac{3ty}{r^5}\right)$$

$$Z = \frac{\lambda i i'}{2g} C = \frac{\lambda i i'}{2g} \lambda' \left(\frac{\cos \zeta}{r^3} - \frac{3tz}{r^5}\right),$$

wenn man für A, B und C ihre Werthe aus §. 25, N. V. Gleichung 6) substituirt. Für die hier gewählte Lage der Coordinatenaxen wird aber

$$\cos \xi = 0; \quad \cos \eta = 0; \quad \cos \zeta = 1;$$

$$t = z,$$

und somit gehen die obigen Gleichungen über in

$$\left.\begin{aligned} X &= -\frac{\lambda i i'}{2g} \lambda' \frac{3zx}{r^5} \\ Y &= -\frac{\lambda i i'}{2g} \lambda' \frac{3zy}{r^5} \\ Z &= \frac{\lambda i i'}{2g} \lambda' \frac{x^2 + y^2 - 2z^2}{r^5} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 1),$$

wo

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2$$

ist. Wird nun der Pol des Solenoids durch irgend welche Kraft verhindert, den Componenten X und Y zu folgen, so bewegt er sich blos nach der Richtung der Axe der Z und zwar — die Stromcurve als unbeweglich vorausgesetzt — mit einer Kraft, welche vorstehend mit Z bezeichnet wurde. Es ist aber ersichtlich, dass diese Kraft gleich Null wird, wenn

$$x^2 + y^2 = 2z^2$$

oder wenn

$$z = \sqrt{\frac{1}{2}} \sqrt{x^2 + y^2} = 0{,}707 \sqrt{x^2 + y^2} \quad \ldots\ldots \quad 2)$$

ist, wo z den Abstand der Stromcurve von der XY-Ebene und $\sqrt{x^2 + y^2}$ den Abstand ihres Schwerpunktes von der Z-Axe bedeutet. Obschon in dieser Lage das Solenoid weder angezogen, noch abgestossen wird, befindet es sich doch in einer labilen Gleichgewichtslage. Die stabile Gleichgewichtslage ist dagegen, wie in den §§. 7 und 8,

da zu suchen, wo die Anziehung zwischen Solenoid und Stromcurve ein Maximum wird, und sie findet sich, wenn der Differentialquotient von Z nach z oder

$$\frac{dZ}{dz} = \frac{\lambda i i'}{2g} \lambda' z \frac{6z^2 - 9(x^2 + y^2)}{r^7} = 0$$

gesetzt wird. Für

$$z^2 = \frac{3}{2}(x^2 + y^2)$$

oder

$$z = \sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{x^2 + y^2} = 1{,}222 \sqrt{x^2 + y^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

wird aber diese Bedingung erreicht. Steht also der Abstand des Schwerpunktes der Stromcurve von der Z-Axe zu seinem Abstande von der XY-Ebene in dem Verhältniss 1,222, so wird sich das Solenoid im Coordinatenanfangspunkt in einer stabilen Gleichgewichtslage befinden. Der geometrische Ort, in welchem jenes Verhältniss zutrifft, ist eine gerade Linie, welche sich in einer durch die Z-Axe und durch den Schwerpunkt der Stromcurve gelegten Ebene befindet, und gegen die Ebene der Stromcurve unter einem Winkel von 50° 46′ geneigt ist, dessen trigonometrische Tangente dem obigen Verhältnisswerthe 1,222 gleichkommt.

Wurde die Neigung der mit 0 bezeichneten Linie in *Fig. IV.* auf *Taf. 2.* gegen die Ebene der dortigen endlich grossen Stromcurve BF auf etwas weniger als 45° taxirt, und fanden wir hier für die analoge Neigung gegen die Ebene der sehr kleinen Stromcurve einen Winkel von mehr als 50°, so lässt sich daraus weniger eine Verschiedenheit in der Wirkungsweise zwischen Magnet und Solenoid deduciren; vielmehr erklärt sich der Unterschied daraus, dass mit Verminderung des Abstandes der beiden auf das Solenoid entgegengesetzt wirkenden Stromtheile B und F, die zu Gunsten des nähern Stromtheiles ausschlagende Differenz der Wirkungen beider immer geringer wird. Die in der Figur mit 0 bezeichnete Curve scheint also im weitern Verlauf einen Wendepunkt zu besitzen.

Wollten wir aus kleinsten Stromcurven nach Art der *Fig. 131* eine endliche grosse Stromfläche zusammensetzen, und dann die Wirkung der letztern auf das Solenoid erfahren, so würde dieses zu Integralen führen, welche nur durch Reihenentwickelung gelöst werden können, also kein allgemeines Ergebniss darbieten.

Die beiden andern in §. 13 wiedergegebenen Versuchsreihen betreffen die Wirkung galvanischer Spiralen, deren Stromstärke von den Enden nach der Mitte wächst oder abnimmt, auf einen Magnetpol der nur parallel zu ihren Axen beweglich ist. Sollen solche Spiralen als Solenoide betrachtet werden, welche nach beiden Seiten begrenzt sind, und soll statt des Magneten ein nach einer Seite unbegrenztes Solenoid substituirt werden, so mag der Pol l' des letztern abermals sich im Anfangspunkte der rechtwinkeligen Coordinaten X, Y, Z der *Fig. 151* befinden, und die das erstere Solenoid bildenden geschlossenen Ströme mögen parallel der XY-Ebene stehen, während seine Axe eine der Z-Axe parallele gerade Linie kk' bildet. Ist λ' der Inhalt der von einem Strome des Solenoids kk' umschlossenen Fläche, so gelten für die Wechselwirkung derselben mit dem Solenoid l' die Formeln 1). Soll aber eine Reihe solcher geschlossener Ströme über einander liegen und soll sich in dieser Reihe die Stromstärke, wie für den Fall des Versuches, in einfacher stetiger Progression ändern, so muss statt i' eine dem entsprechende Function von z, also $a + bz$, substituirt werden, wo a und b zu bestimmende Coeffi-

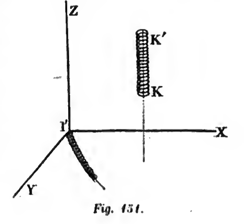


Fig. 151.

cienten sind. Beträgt ferner die Anzahl der im Raume dz enthaltenen geschlossenen Ströme $\frac{dz}{g'}$, so sind die Formeln 1) mit diesem Werthe zu multipliciren. Die Componenten der Wirkung des ganzen Solenoids kk' auf das Solenoid l' ergeben sich alsdann durch Integration der so modificirten Gleichungen zwischen den Grenzen $z = z_1$ und $z = z_2$, entsprechend den beiden Enden k und k'. Sonach ist, wenn

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2$$
$$r_1^2 = x^2 + y^2 + z_1^2$$
$$r_2^2 = x^2 + y^2 + z_2^2$$

gesetzt wird:

$$\left.\begin{aligned}
X &= -\frac{\lambda i}{2g}\,\frac{\lambda'}{g'}\,3x\int_{z_1}^{z_2}\frac{(a+bz)\,z\,dz}{r^5}\\
&= -\frac{\lambda i}{2g}\,\frac{\lambda'}{g'}\,\frac{x}{x^2+y^2}\left[\frac{bz_2^3 - a(x^2+y^2)}{r_2^3} - \frac{bz_1^3 - a(x^2+y^2)}{r_1^3}\right]\\
Y &= -\frac{\lambda i}{2g}\,\frac{\lambda'}{g'}\,3y\int_{z_1}^{z_2}\frac{(a+bz)\,z\,dz}{r^5}\\
&= -\frac{\lambda i}{2g}\,\frac{\lambda'}{g'}\,\frac{y}{x^2+y^2}\left[\frac{bz_2^3 - a(x^2+y^2)}{r_2^3} - \frac{bz_1^3 - a(x^2+y^2)}{r_1^3}\right]\\
Z &= \frac{\lambda i}{2g}\,\frac{\lambda'}{g'}\int_{z_1}^{z_2}\frac{(a+bz)(x^2+y^2-2z^2)}{r^5}\,dz\\
&= \frac{\lambda i}{2g}\,\frac{\lambda'}{g'}\left[\frac{az_2 + b(x^2+y^2+2z_2^2)}{r_2^3} - \frac{az_1 + b(x^2+y^2+2z_1^2)}{r_1^3}\right]
\end{aligned}\right\}\ldots 4).$$

Soll sich nun der Pol des Solenoids l überhaupt nur in der Richtung der Axe Z bewegen können, so geschieht es mit der durch die Componente Z ausgedrückten Kraft, und es fragt sich, in welcher gegenseitigen Lage beider Solenoide dieselbe $= 0$, und in welcher sie ein Maximum wird. Wir wollen blos den einfachsten Fall hervorheben, welcher statt hat, wenn die Stromstärke in allen Windungen des Solenoids kk' dieselbe ist, d. i. für $a = i'$ und $b = 0$, und wenn das Solenoid sich nach der Richtung k' bis ins Unendliche erstreckt, d. i. für $z_2 = \infty$. In diesem Fall ist

$$Z = -\frac{\lambda i}{2g}\,\frac{\lambda' i'}{g'}\,\frac{z_1}{r_1^3}$$

und offenbar wird die hierdurch ausgedrückte Kraft nur dann $= 0$, wenn $z_1 = 0$ ist, d. h. wenn der Pol k des Solenoids kk' sich in der XY-Ebene befindet. Hier hat jedoch der Pol l eine labile Gleichgewichtslage; dahingegen stellt sich für ihn eine stabile Gleichgewichtslage heraus, wenn der Werth von Z ein Maximum ist. Der Maximumwerth findet sich aber, wenn der Differenzialquotient von Z nach z_1 oder

$$\frac{dZ}{dz_1} = -\frac{\lambda i}{2g}\,\frac{\lambda' i'}{g'}\,\frac{x^2+y^2-2z_1^2}{r^5} = 0$$

wird, was nur dann geschieht, wenn

$$z' = \sqrt{\frac{1}{2}}\sqrt{x^2 + y^2} = 0{,}707\sqrt{x^2 + y^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5).$$

Im Vergleich mit dem durch die Formel 2) gefundenen Ergebnisse würde demnach, wenn auf den Pol l' der Pol k eines Solenoids wirkt, in demselben Orte die stabile Gleichgewichtslage zu suchen sein, in welchem für ihn die labile sich vorfindet, sobald nur die äusserste Stromcurve des Solenoids k auf ihn einwirkte. Der geometrische Ort aller dieser stabilen Gleichgewichtslagen ist, wie leicht erkannt werden kann, eine gerade Linie, welche gegen die Ebene der Stromcurve des Solenoids k unter einem Winkel von 27^0 geneigt ist, dessen trigonometrische Tangente dem obigen Coefficienten 0,707 gleich ist.

Voraussichtlich wird die Neigung des geometrischen Ortes der stabilen Gleichgewichtslagen eine grössere, wenn statt des unbegrenzten Solenoids ein begrenztes betrachtet wird, und die in Rede stehende Linie wird gegen die Stromebenen noch steiler einfallen, wenn die Stromstärken von den Polen nach der Mitte des Solenoids abnehmen, weniger steil dagegen, wenn sie nach der Mitte hin zunehmen. Es würde jedoch zu weit führen, sollten auch diese Fälle der Rechnung unterworfen werden.

Gegen diejenigen Consequenzen, welche AMPÈRE aus seiner Grundformel für die Wechselwirkung zweier Stromelemente

$$i i' \, ds \, ds' \frac{2 \cos \varepsilon - 3 \cos \alpha \cos \beta}{r^2}$$

zog, erhob HERMANN GRASSMANN [5] noch vor WEBER's Untersuchungen Bedenken. Er meinte, die Annahme über die Richtung der Wechselwirkung von Mitte zu Mitte der Stromelemente sei willkürlich, und daraus entspringe die Verdacht erregende verwickelte Gestalt der Formel, sowie der offenbar nicht naturgemässe Umstand, dass zwei parallele Stromelemente ($\varepsilon = 0$; $\alpha = \beta$) sich abstossen, wenn sie gegen ihre Verbindungslinie eine Neigung α haben, deren Cosinus kleiner ist als $\sqrt{\frac{2}{3}}$, dass sie sich dagegen anziehen, wenn dieser Cosinus grösser als $\sqrt{\frac{2}{3}}$ ist. GRASSMANN sucht daher nach einer einfachern Grundformel und findet dieselbe in folgender Weise. Er meint, dass alle Ableitungen, welche auf endliche ungeschlossene Ströme basiren, trügerisch seien, indem man überhaupt ja noch keinen ungeschlossenen Strom dargestellt habe, vielmehr alle von derjenigen Stelle aus, welche man willkürlich als Ende setzt, noch weiter verlaufen. Deswegen betrachtet er überhaupt nur geschlossene Ströme, und sieht dieselben an, als ob sie aus Winkelströmen mit unendlich langen Schenkeln entstanden seien, wie man solche für ein Polygon (also auch für eine Curve) erhält, wenn man sich jede Seite nach einer Richtung bis ins Unendliche verlängert, und den Strom in diesen Verlängerungen fort- und wieder zurücklaufend denkt, bis er in die benachbarte Seite des Polygons eintrifft und hier wieder die Verlängerung hin und rückwärts verfolgt, um mit der dritten Seite einen dritten Winkel u. s. f. zu bilden. Das Problem kommt demnach darauf hinaus, die Wirkung eines Winkelstromes mit unendlich langen Schenkeln auf ein beliebig gelegenes Stromelement zu finden. Die Formeln vereinfachen sich aber noch mehr, wenn jeder dieser Winkelströme nochmals in zwei Winkelströme zerlegt wird, in deren Ebenen sich die Mitte des Stromelementes befindet, auf welches gewirkt werden soll. Und dieses kann dadurch geschehen, dass man ihn mittels einer Geraden, welche durch den Scheitel und die Mitte des Elementes geht, in zwei Winkelströme zerlegt. Das Problem ist demgemäss dahin vereinfacht, die Wirkung eines Winkelstromes mit unendlich langen Schenkeln auf ein Stromelement zu bestimmen, welches in der Ebene des Winkels sich befindet. Wenn ich recht verstanden habe, würde also z. B. die Wirkungsweise eines in dem Dreieck $abca$ geschehenden Umlaufes auf das Stromelement d nach Art der *Fig. 152* zusammengesetzt zu denken sein, sodass in der mathematischen Betrachtung der Strom den Umlauf $aa'' \,..\, bb'\,bb'' \,..\, cc'\,cc'' \,..\, aa'a$ zu vollführen hätte. Mit Hülfe der bekämpften Grundformel AMPÈRE's wird nun die Wirkung eines jeden Winkelstromes z. B. $b'bb''$ auf das Element d berechnet, wobei sich derjenige Antheil der Formel eliminirt, welcher die Wirkung nach der Richtung des Elements d enthält. Durch Integration der gefundenen Werthe fallen alsdann die in gleicher Richtung geschehenden Hin- und Rück-

läufe aus, um die Wirkung des geschlossenen Stromes *abca* auf das Stromelement *d* darzustellen.

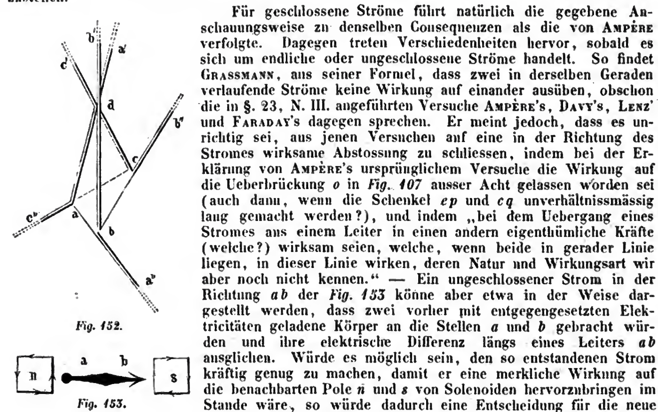


Fig. 152.

Fig. 153.

Für geschlossene Ströme führt natürlich die gegebene Anschauungsweise zu denselben Consequenzen als die von AMPÈRE verfolgte. Dagegen treten Verschiedenheiten hervor, sobald es sich um endliche oder ungeschlossene Ströme handelt. So findet GRASSMANN, aus seiner Formel, dass zwei in derselben Geraden verlaufende Ströme keine Wirkung auf einander ausüben, obschon die in §. 23, N. III. angeführten Versuche AMPÈRE's, DAVY's, LENZ' und FARADAY's dagegen sprechen. Er meint jedoch, dass es unrichtig sei, aus jenen Versuchen auf eine in der Richtung des Stromes wirksame Abstossung zu schliessen, indem bei der Erklärung von AMPÈRE's ursprünglichem Versuche die Wirkung auf die Ueberbrückung *o* in *Fig. 107* ausser Acht gelassen worden sei (auch dann, wenn die Schenkel *ep* und *cq* unverhältnissmässig lang gemacht werden?), und indem „bei dem Uebergang eines Stromes aus einem Leiter in einen andern eigenthümliche Kräfte (welche?) wirksam seien, welche, wenn beide in gerader Linie liegen, in dieser Linie wirken, deren Natur und Wirkungsart wir aber noch nicht kennen." — Ein ungeschlossener Strom in der Richtung *ab* der *Fig. 153* könne aber etwa in der Weise dargestellt werden, dass zwei vorher mit entgegengesetzten Elektricitäten geladene Körper an die Stellen *a* und *b* gebracht würden und ihre elektrische Differenz längs eines Leiters *ab* ausglichen. Würde es möglich sein, den so entstandenen Strom kräftig genug zu machen, damit er eine merkliche Wirkung auf die benachbarten Pole *n* und *s* von Solenoiden hervorzubringen im Stande wäre, so würde dadurch eine Entscheidung für die neue oder für die ältere Theorie erzielt werden können. Bewegte sich nämlich in den Solenoiden der Strom in dem durch die Pfeile auf der Figur angedeuteten Sinne, so würde ein mit dem Kopfe nach oben gerichteter und mit dem Gesicht nach der Stromesrichtung gekehrter und in *n* oder *s* befindlicher Beobachter das Solenoid *n* nach links, das Solenoid *s* nach rechts abgelenkt sehen, während sie der AMPÈRE'schen Theorie zufolge gar keine Ablenkung erfahren. (Es ist wohl ein Versehen, wenn im Original für die AMPÈRE'sche Theorie eine der so eben angegebenen entgegengesetzte Ablenkung vindicirt wird.)

In Betracht nun die hier in ihren Umrissen mitgetheilte Theorie der experimentellen Nachweise mangelt, bietet sie nur ein secundäres Interesse dar.

---

[1] AMPÈRE. * *Théorie etc.* p. 68—70. — * *Ann. de ch. et de ph.* V. 29. p. 381 et V. 30. p. 29. (1825.) *Lu à l'Acad. royale des scc. le 12 Sept. 1825.*

[2] AMPÈRE. * *Théorie etc.* p. 95. — * *Ann. de ch. et de phys.* V. 26. p. 134 et 246. (1824.) *Communiqué à l'Acad. royale des scc. le 22 Dec. 1823.*

[3] SAVARY. Dessen * *Mémoire sur l'application du calcul aux phénomènes électrodynamiques.* Paris 1823. p. 14.

[4] SAVARY. * *Ann. de ch. et de ph.* 23. 413. (1823.)

[5] H. GRASSMANN * Pogg. Ann 64. 1. (1845.) — Auszug in Fortschritte der Physik im Jahre 1845. Berlin 1847. S. 525.

Vierter Abschnitt.

Continuirliche Rotationen und Verhalten der Ströme zum Erdmagnetismus.

§. 29. Elektromagnetische Rotationen bei constanter Stromesrichtung.

Die Gesetze des Elektromagnetismus wie die der Elektrodynamik führten zu Erscheinungen, welche man früher nur an den Bewegungen der Himmelskörper kennen gelernt hatte, nämlich zu den Erscheinungen der Bewegung in

geschlossenen Curven und der continuirlichen Rotationen. Nicht als ob dieselben ausser Zusammenhang ständen mit den bisher behandelten Anziehungen und Abstossungen, sondern weil sie gewisse gemeinsame theoretisch wichtige Eigenthümlichkeiten darbieten, mögen die elektromagnetischen und die elektrodynamischen Rotationen hier im Zusammenhange behandelt, und es mag zunächst mit den elektromagnetischen, d. i. mit denjenigen Rotationen begonnen werden, bei welchen ein Magnet und ein galvanischer Strom gleichzeitig thätig sind. Schon im siebenten Paragraphen, N. I. 5, wurden wir zu der theoretischen Möglichkeit dauernder Drehungen eines Magneten unter Einfluss eines geradlinigen Stromes geführt, wenn letzterer durch einen Pol des erstern sich bewegte. Mag nun auch gerade jenes Problem des experimentellen Nachweises noch um deswillen ermangeln, weil bis jetzt die Darstellung eines geraden, nicht wieder umkehrenden Stromes unmöglich ist; so führen doch die dort zu Grunde liegenden Anschauungen auf anderm Wege zur Lösung durch den Versuch.

Man denke sich, dass man von einem galvanischen Strome durchflossen werde, der zu Füssen ein- und am Kopfe wieder austritt, während man einen frei beweglichen magnetischen Nordpol ansieht; dann wird der letztere nach der bekannten AMPÈRE'schen Regel links und immer wieder links im ganzen Kreise umher abgestossen werden. Der zum Nordpol gehörige Südpol wird zwar eine Abstossung nach rechts erhalten; nichts desto weniger muss aber der ganze Magnet dem ersten Bewegungsantrieb allein folgen, wenn die auf den Südpol ausgeübte Kraft infolge grössern Abstandes und schiefer Richtung gegen die auf den Nordpol wirkende zurücktritt. Am leichtesten erreicht man diese Bedingung, wenn man die Magnetaxe der Stromesrichtung parallel stellt, und den feststehenden, bisher ins Auge gefassten Stromtheil blos bis zur Mitte des Magnetstabes reichen lässt. Dieser Stromtheil kann nun aber nicht allein bestehen; vielmehr ist er unter allen Umständen nur ein Theil eines ganzen geschlossenen Umlaufes, in dessen anderm Theile der Strom die entgegengesetzte Richtung hat, und der somit, mag er auch ganz willkürlich verlängert und gebogen werden, doch genau den gleichen und entgegengesetzten Einfluss auf den Magneten haben würde als der erste Antheil. Der Magnet würde also unter der Wirkung des ganzen geschlossenen Stromes in Ruhe bleiben. Um solcher Inconvenienz zu begegnen, schaltet man zwischen den beiden bisher betrachteten Antheilen des geschlossenen Umlaufes ein drittes Stück ein, welches man mit dem Magnetstabe derart in feste Verbindung setzt, dass es mit ihm sich im Kreise zu bewegen vermag, und während der ganzen Bewegung den Strom ohne Unterbrechung vermittelt. Das erreicht man, wenn der wirksame erste Antheil des Leiters senkrecht steht, und der mit dem Magneten verbundene bewegliche Antheil mit einem Ende unter steter metallischer Berührung auf ersterm balancirt, während er mit dem andern Ende in eine kreisförmige Quecksilberrinne taucht. Die Batteriedräthe werden dann mit der Rinne einerseits und mit dem untern Ende des wirksamen Antheiles andererseits in Verbindung gesetzt. Der Zweck des beweglichen Mittelstückes erklärt sich nun dadurch, dass, weil es mit dem Magneten in fester Verbindung steht, sein Einfluss auf die Bewegung desselben wegfällt, indem wegen der Gleichheit der Action und Reaction seine

Wirkung auf den Magneten ebenso gross und entgegengesetzt derjenigen ist, welche der Magnet auf das Stück ausübt. Durch beliebige Verlängerung dieses unwirksamen Zwischenstückes kann man daher die beiden zuerst betrachteten Theile des gesammten Stromumlaufes soweit von einander trennen, dass die Wirkung des einen überwiegt über die des andern, und kann somit die prätentirte Rotation des Magneten wirklich erzielen.

Es ist nicht schwierig, eine Vorrichtung zu ersinnen, bei welcher umgekehrt ein beweglicher Leiter um einen feststehenden Magneten rotirt. Es ist dann nur nöthig, die Aequatorialebene des letztern mit einer Quecksilberrinne zu umgeben, den Leiter mit einem Ende auf den Magneten balanciren und mit dem andern in die Rinne eintauchen zu lassen, und dann den Strom unter Vermittelung der Quecksilberrinne durch den Leiter zu führen. Bei sonst gleichen Umständen hat, wie sich nach der AMPÈRE'schen Regel sofort ergiebt, der bewegliche Leiter stets die entgegengesetzte Drehungsrichtung um den festen Magneten, als der bewegliche Magnet um den feststehenden Leiter haben würde.

Von ganz besonderm Interesse ist aber die Thatsache, dass ein Magnet sogar um seine Axe rotirt, wenn er um dieselbe beweglich aufgestellt und zur einen Hälfte von einem Strome durchflossen wird. Diese Erscheinung lässt sich leicht hervorrufen, wenn man die Polenden eines Magnetstabes mit Spitzen und Pfannen versieht, seine Aequatorialebene mit einer feststehenden Quecksilberrinne umgiebt und einen um seine Mitte geschlungenen Drath bis auf die Oberfläche des Quecksilbers fortführt. Leitet man demnächst einen Strom durch die Quecksilberrinne und mittels des Verbindungsdrathes durch eine Hälfte des Magneten, sodass er unbeschadet der Beweglichkeit des letztern an einem der beiden Polenden wieder austritt, so bildet der eben verfolgte Stromtheil ein festes System mit dem Magnetstabe. Der Strom wird also die gleiche Wirkung auf den Stab ausüben, die dieser im entgegengesetzten Sinne auf den Strom ausübt; beide werden sonach keine Bewegung hervorbringen. Dahingegen würde der Magnet den Rest des gesammten Stromumlaufes, welcher in dem Rheomotor und den Verbindungsdräthen besteht, zu einer continuirlichen Bewegung um seine Axe antreiben, wenn er feststände und der letztere beweglich wäre. In Betracht aber, dass das Umgekehrte stattfindet, rotirt der Magnet um seine Axe infolge des feststehenden Stromtheiles.

Die hier in ihren Grundzügen dargestellten Erscheinungen sind im grössten Umfange modificirt worden, indem man statt der hier vorausgesetzten permanenten Magnete Elektromagnete verwandte, indem man den rotirenden, wie den festen Theilen verschiedene Formen gab, und indem man metallische und zersetzbare Flüssigkeiten der gleichzeitigen Einwirkung von Strömen und Magneten unterwarf, ja sogar die Gase des DAVY'schen Lichtbogens durch einen entgegengehaltenen Magneten zur Drehung bewog.

I. Als MICHAEL FARADAY [1] gleich nach OERSTED's Entdeckung die Wirkung der Magnetnadel auf den galvanischen Strom untersuchte, kam er zu dem schon im ersten Abschnitte, §. 7, N. III. 7 (vergl. *Fig. 28*), aufgestellten Probleme, nämlich, dass ein Stromleiter um einen Magnetpol continuirlich im Kreise rotiren müsse, wenn der Magnet selbst nicht an einer Stelle der Kreisbahn ein Hinderniss darböte. In Betracht nun aber, die von einem Magnetpole ausgehende Wirkung unabhängig ist von der Richtung des Magneten, beseitigte FARADAY das annoch entgegenstehende

Hinderniss dadurch, dass er den festen Punkt, um welchen der Leiter sich zu drehen hatte, in die Verlängerung der Magnetaxe brachte und durch eine Quecksilberverbindung den Strom continuirlich erhielt. Nach mehreren Versuchen vereinfachte er den hierzu brauchbaren Apparat dahin, wie ihn *Fig 154* darstellt. Eine Glasröhre ist oben und unten mit einem Kork verstopft. In dem untern Korke steckt ein starker Eisendrath *e*, um welchen herum etwas Quecksilber gegossen wird; durch den obern Kork geht ein Kupferdrath mit einem Häkchen, an welchem mittels einer Oese der bewegliche Drath *a* bis zur Quecksilberoberfläche herabhängt. Werden nun die freien Drathenden *k* und *e* mit den Zuleitungsdräthen eines Rheomotors in Verbindung gebracht, und wird der Eisendrath *e* durch Aufsetzen auf einen beliebigen Magnetpol zum Magneten gemacht, so rotirt der bewegliche Antheil *a* des Schliessungsbogens um das aus dem Quecksilber hervorragende Ende des Eisendrathes. Ist letzteres ein Südpol und geht der Strom von unten nach oben, so rotirt der Leiter *a* im Sinne der Bewegung eines Uhrzeigers, wenn man sich das Zifferblatt nach oben gewendet denkt. Mit Umkehr der Polarität oder der Stromesrichtung wird stets der Sinn der Rotation der entgegengesetzte.

k a e

Fig. 154.

Sowie nun der Leiter um den Magnetpol rotirte, konnte auch ein Magnetpol um einen feststehenden Leiter zum Rotiren bewogen werden. Faraday gab den Apparat der *Fig. 155* an, um beide Erscheinungen neben einander zu zeigen. In einen am Boden durchbohrten Becher *a* führt der rechtwinkelig nach oben gebogene Drath *c*, und in einen ebenfalls durchbohrten Becher *b* geht der Drath *z*, welcher an eine in die Durchbohrung gekittete Hülse angelöthet ist. In letzterer lässt sich mit Reibung der Magnet *n's'* verschieben, und an dem Drathe *c* ist mittels eines Fadens der Magnetstab *ns* beweglich angehängt. Beide Gefässe werden mit Quecksilber gefüllt und stehen auf demselben Bodenbrette mit einem Ständer *t*, der einen zweifach gebogenen Leiter *gh* trägt. Ersterer reicht einerseits unmittelbar bis in das Gefäss *a* hinab, andererseits wird durch einen beweglich eingehakten Drath *k* die Leitung zu dem Quecksilber im Gefässe *b* vermittelt. Wird nun *c* mit dem einen, *z* mit dem andern Pole des Rheomotors in Verbindung gesetzt, so bewegt sich der Strom etwa von *c* durch das Quecksilber im Gefässe *a*, von da aufwärts nach *g* und über *h* durch den beweglichen Leiter *k* abwärts zu dem Quecksilber im Gefässe *b*, um von da durch den Drath *z* zu seiner Quelle zurückzukehren. Bei dieser Gelegenheit rotirt der Magnetpol *s*, wenn er ein Südpol ist, um den benachbarten festen aufsteigenden Strom im Sinne der Bewegung eines Uhrzeigers, während der bewegliche Leiter *k*, in dem der Strom abwärts geht, um den benachbarten feststehenden Südpol *s'* im entgegengesetzten Sinne kreist.

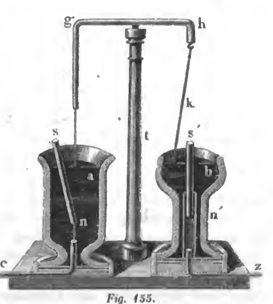


Fig. 155.

Eine continuirliche Rotation eines Magneten um seine eigene Axe, wenn derselbe zugleich Leiter des galvanischen Stromes ist, und eines Leiters um seine Axe, wenn derselbe sich unter Einfluss eines Magnetpols befindet, vermochte Faraday nicht experimentell darzustellen. Ampère [2] löste jedoch bald darauf das Problem mit Hülfe der in *Fig. 156* dargestellten Vorrichtung. In einem mit Quecksilber gefüllten Gefässe schwimmt ein Magnet *ns*, dem durch ein unten angeschraubtes Platingewicht *p* eine verticale stabile Gleichgewichtslage gegeben wird. Das über das Queck-

silber hervorragende Ende s ist mit einem Näpfchen zur Aufnahme von etwas Quecksilber versehen, und in letzteres taucht die Spitze eines durch einen seitlichen Ständer gehaltenen und von der Klemmschraube n' herabreichenden Leitungsdrathes. Wird dem im Gefässe befindlichen Quecksilber durch einen Kupferring k und mittels eines Leitungsdrathes c der Strom einer galvanischen Vorrichtung zugeführt, so bewegt sich derselbe durch den darüber hervorragenden Magnetpol s aufwärts, und über n' und z zu seiner Quelle zurück, und bewirkt eine Umdrehung des Magneten um seine eigene Axe. Ist s ein Südpol, und steigt der Strom aufwärts, so kreist der Magnet im Sinne der Bewegung eines von oben gesehenen Uhrzeigers. Wie immer, so kehrt sich auch hier der Sinn der Bewegung um, wenn Stromesrichtung oder Polarität die entgegengesetzten werden.

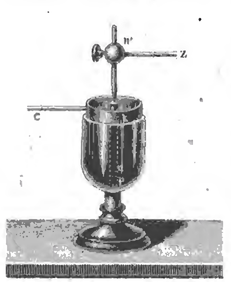


Fig. 156.

Um das Platingewicht zu beseitigen, ändert LENZ[3] den vorigen Apparat in sinnreicher Weise dahin ab, dass er einen starken, oben zugespitzten Eisendrath in das Glasgefäss von unten einführt, denselben als Zuleiter des Stromes zum Quecksilber benutzt, sowie gleichzeitig dazu, den Magnetstab durch magnetische Adhäsion an ihm haften und somit in der nöthigen verticalen Stellung beharren zu lassen.

Durch den vorigen Apparat bewirkte AMPÈRE auch eine Rotation des Leiters um seine Axe. Zu dem Ende ist es nöthig, den Magneten mit einer Eisenspitze zu versehen und in der Klemmschraube n' zu befestigen, während das Platingewicht p an einen Kupferdrath angeschraubt wird, der oben ein zur Aufnahme eines Quecksilbertropfens dienendes Näpfchen trägt. Wird letzterer statt des Magneten an die Stelle ns gebracht, und ist nun $n's$ der Magnet, so rotirt der Leiter um seine Axe.

II. Nachdem die Fundamentalversuche für die elektromagnetischen Rotationen einmal dargestellt waren, wurden sie vielfach modificirt. Jetzt bedient man sich zu deren Nachweis am besten der in den *Figg. 157* bis *159* gegebenen Apparate. In allen dreien stehen auf dem Bodenbrett MN zwei hölzerne Ständer, welche oben durch das metallene Querstück pq verbunden sind. Die Holzständer tragen gegen die Mitte ihrer Höhe einen horizontalen Ring r von Buxbaumholz, in welchen oben eine Kreisrinne zur Aufnahme von Quecksilber eingedreht ist. Die metallenen Klemmschrauben o gehen durch das Holz, berühren das Quecksilber in der Rinne, und dienen zur Aufnahme des einen Poldrathes, während zu den Klemmschrauben q auf dem metallenen Querbalken der andere Poldrath des Rheomotors geführt wird. Die Bedeutung der Schnurläufe bei m wird erst später einleuchten. Der in *Fig. 157* gegebene Apparat dient nun dazu, die Drehung eines Leiters unter Einfluss eines Magneten nachzuweisen. Der Magnet ns steckt unten in einer auf dem Bodenbrette festgeschraubten Messinghülse und ist oben bei s etwas ausgehöhlt, um die zugespitzte Axe des zweitheiligen beweglichen Stromleiters $mb\,md$ aufzunehmen. Dieser trägt bei m eine Vertiefung, auf deren Grund ein Achathütchen eingelassen ist, und wird durch die in dem letztern stehende zugespitzte Schraube c gehalten. Zur Stromleitung wird in die Vertiefung etwas Quecksilber gegossen, ebenso wie in die Rinne r. Die beiden Theile mb und md des Leiters reichen bis auf die Quecksilberrinne r hinab, und enden unten in Platinspitzen. Tritt nun der Strom z. B. durch die Zwinge o ein, so bewegt er sich durch das Quecksilber der Rinne nach beiden Armen b und d des beweglichen Leiters, geht in diesen gleichzeitig aufwärts und läuft vermittelst der Schraube c, des metallenen Querstückes und der

Schraube q zum Rheomotor zurück. Ist ferner s der Südpol des Magneten, dann rotirt der Leiter um denselben im Sinne der Bewegung eines Uhrzeigers.

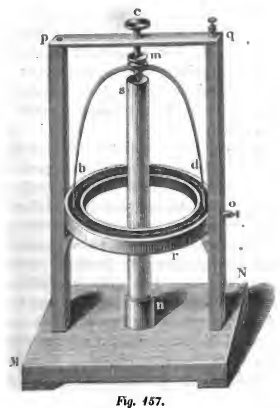




Fig. 157.

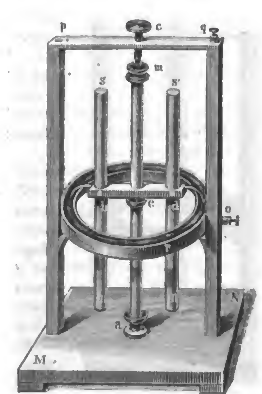


Fig. 158.

Die Rotation des Magneten um den Leiter wird durch den Apparat der *Fig. 158* dargestellt. Es ist eine kupferne Stange ae in das Bodenbrett eingeschraubt. Dieselbe ist unten und oben mit einem Quecksilbernäpfchen versehen. In ein metallenes Querstück bd sind zwei Magnete ns und $n's'$ eingelassen und bei b und d festgeschraubt. Von jeder Seite des Querstücks bd geht ein Metallstreifen mit Platinspitzen bis zur Oberfläche des Quecksilbers in der Rinne r, und von der Mitte desselben führt ein mit einem Quecksilbernäpfchen m versehener Kupferstab senkrecht nach oben, und eine Stahlspitze nach unten in das Näpfchen e. Letzteres, sowie das Näpfchen m sind auf dem Grunde mit Achathütchen versehen, in denen die Spitzen bei e, sowie der Schraube c stehen. Dieser Apparat lässt sich zu verschiedenen Versuchen benutzen. Verbindet man nämlich den positiven Poldrath mit der Schraubenklemme o und taucht den negativen in das Näpfchen a, so geht der Strom durch die Quecksilberrinne und vermittelst der Ueberleiter durch das Querstück nach e und steigt in dem festen Leiter ea abwärts. Jetzt wirkt er blos auf die nach unten gekehrten Pole n und n' der Magnete und veranlasst diese, vorausgesetzt, dass es Nordpole sind, zu einer Drehung im Sinne der Bewegung eines Uhrzeigers. Führt man ferner den negativen Poldrath zur Klemmschraube q, während der positive in o bleibt, so muss der Strom in dem Leiter em aufsteigen, wirkt nun blos auf die obern Südpole s und s' der Magnete und zeigt, dass nichts desto weniger eine Rotation im Sinne der vorigen Bewegung eintritt, obschon der wirksame Stromleiter em selbst mit an der Rotation Antheil nimmt. Da nun in beiden Fällen der Sinn der Rotation derselbe bleibt, so kann man gleichzeitig a und q mit dem negativen, und o allein mit dem positiven Pole des Rheomotors verbinden, um eine (etwas) energischere Drehung zu erhalten. Dahingegen tritt keine Bewegung ein, wenn die beiden Poldräthe mit a und q verbunden werden, indem dann der die Leiter ae und em in gleicher Richtung durchlaufende Strom den Polen nn' und ss' gleiche und entgegengesetzte Bewegungsantriebe zu ertheilen strebt.

Der Apparat der *Fig. 159* endlich dient zum Nachweise der Rotation eines Magneten um seine Axe, wenn er zur einen Hälfte zugleich Stromleiter ist, und zwar stellt *ns* den unten mit einer Spitze, oben mit einem Quecksilbernäpfchen, und in der Mitte mit dem Ueberleiter *e* versehenen, leicht drehbaren Magneten dar. Wird der Strom durch *o* eingeführt, so kann er durch *q* und *a* gesondert oder gleichzeitig wieder ausgeführt werden, um dieselbe Drehung zu erzeugen. — Diese Vorrichtung ist im Wesentlichen zuerst von Sturgeon [4] angegeben.

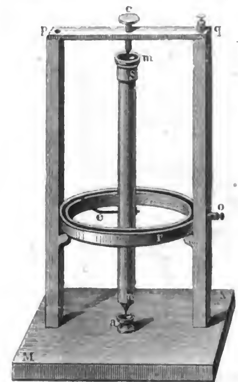


Fig. 159.

III. Die Drehung eines Leiters um seine Axe unter Einfluss eines Magneten wie sie nach dem Frühern (N. I.) von Ampère zuerst dargestellt wurde, ist wegen der Adhäsion des Quecksilbers an dem Leiter, und wegen der ungünstigen Stellung des Magneten nur unter besondern Vorsichtsmassregeln zu erzielen. Ampère [5] construirte deshalb einen bequemern Apparat, der aus *Fig. 160* ersichtlich ist. Derselbe besteht aus einem flachen Gefässe von Kupfer (ursprünglich Zink) *ac*, welches in der Mitte *m* eine Oeffnung hat, um einen durch einen Kork gehaltenen, oben und unten mit Quecksilbernäpfchen versehenen Metallstab ss' hindurch zu lassen. Das Gefäss ruht auf drei Schraubenfüssen und wird mit angesäuertem Wasser gefüllt. Ein Kupferring rr' wird durch den gebogenen Drath $r'nor$ in dem Wasser schwebend erhalten, und kann sich auf der, in das Näpfchen s' tauchenden Metallspitze, ohne das Gefäss zu berühren, im Kreise um die Axe ss' drehen. Auf einem der drei Schraubenfüsse befindet sich in metallischer Verbindung mit dem Gefässe das Näpfchen s''. Werden nun die beiden Näpfchen s und s'' durch einen Rheomotor in Verbindung gesetzt, und werden mehrere Magnetstäbe mit einander zugewandten gleichnamigen Polen nach Art der *Fig. 161* entweder um die Axe, oder um die Peripherie der ganzen Vorrichtung gelegt, so rotirt derselbe je nach der Lage der Magnetpole in dem einen oder andern Sinne.



Fig. 160.

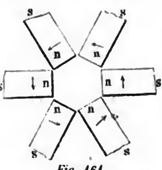


Fig. 161.

Barlow [6] bedient sich zum gleichen Zwecke der dauerhaftern Vorrichtung, welche in *Fig. 162* im Durchschnitte dargestellt ist. Ueber den einen Pol *s* eines senkrecht stehenden Magneten wird ein flaches hohles Holzgefäss *ae* zur Aufnahme von Quecksilber geschoben. Das Quecksilber steht mit dem Zuleitungsgefässe *c* in leitender Verbindung. Auf dem Gipfel des Magneten schwebt, durch eine Metallspitze gestützt, ein hohler Cylinder *bd* von dünnem Kupferblech, dessen unterer

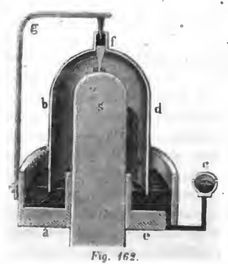


Fig. 162.

amalgamirter Rand das Quecksilber im Holzgefässe berührt, und welcher oben bei *f* ein kleines Quecksilbernäpfchen trägt. In letzteres taucht der Leitungsdraht *g*. Wird nun dieser mit dem einen, das Näpfchen *c* mit dem andern Pol einer galvanischen Vorrichtung in Verbindung gesetzt, so bewegt sich der Strom über den ganzen Cylinder *bd* hinweg und bewirkt eine Drehung desselben um den Pol, deren Sinn nach dem Frühern sich leicht ergiebt. Es braucht kaum erwähnt zu werden, dass jeder Längsstreifen des Cylinders *bd* dem gleichbezeichneten Drath in *Fig. 157* entspricht.

Eine Abänderung dieser Vorrichtung Barlow's modificirt den oben beschriebenen Versuch Ampère's, so zwar, dass statt des Holzgefässes ein bis ans obere Ende des Magneten gehendes hohles Kupfergefäss substituirt wird, und statt des Kupfercylinders der vorigen Figur ein auf der Spitze schwebender und durch dieselbe mit dem Kupfergefäss in leitender Verbindung stehender, sonst aber frei in letzterm beweglicher Zinkcylinder. Wird dann das Kupfergefäss mit gesäuertem Wasser gefüllt, so rotirt der Zinkcylinder als Erreger und Leiter der so entstandenen galvanischen Kette unter Einfluss des Magnetpoles. Barlow versichert, S. 278 der citirten Schrift [6], mit dieser Vorrichtung 120 Umdrehungen in der Minute erzielt zu haben.

Eine weitere Vervollkommnung desselben Versuches rührt von Marsh [7] her, indem derselbe auch das Kupfergefäss beweglich macht. Und eine abermalige Abänderung stellte Sturgeon [8] dadurch dar, dass er, wie in *Fig. 163*, die beiden nach oben gekehrten Pole eines Hufeisenmagneten statt des Stabmagneten benutzte. Auf beiden Polen hängen die hohlen mit Flüssigkeit gefüllten Kupfergefässe an Bügeln, die auf einer nach unten gekehrten Spitze balanciren, während in den Kupfergefässen die Zinkcylinder hängen, die sich mittels Spitzen wiederum auf den Bügeln der Kupfergefässe drehen. Bei dieser Vorrichtung unterstützen sich beide Pole in ihrer Wirkung und bringen entgegengesetzte Rotationen der beiden Kupfergefässe und der *Zinkcylinder* hervor, so jedoch, dass das Kupfer über dem einen Pole in demselben Sinne rotirt, wie das Zink über dem andern. Um endlich den negativen Erreger nicht durch die grosse Masse der Flüssigkeit zu beschweren, bringt Schweigger [9] die Flüssigkeit in ein auf den Magnetpolen feststehendes Gefäss (ein Trinkglas mit Durchbohrung im Boden, in welche ein die Magnetpole umfassender Glascylinder eingekittet wird), und lässt in diesem einen Kupfer- und einen Zinkcylinder, wie beim vorigen Versuche drehen.

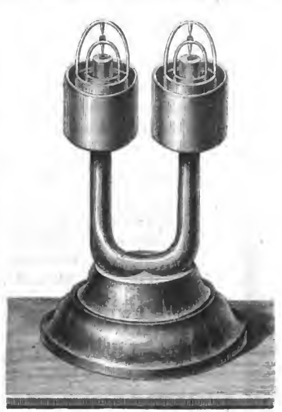


Fig. 163.

Noch eine andere Modification gab Sturgeon [8] dem Rotationsapparat, indem er beabsichtigte, der gesammten geschlossenen Kette eine Rotation in demselben Sinne um den Magneten zu ertheilen. In *Fig. 164* bedeutet *ns* einen auf einem Fussgestell befestigten Cylinder von Messingblech, der in der Mitte die ihn umgebende Quecksilberrinne und oben das Quecksilbernäpfchen *c* trägt, und in welchen sieben Magnetstäbe mit den Nordpolen nach unten und den Südpolen nach oben gestellt werden. Ein kreisförmiger starker Kupferdrath $abcb_1a_1$ balancirt auf einer Metallspitze in dem Quecksilbernäpfchen *c* und taucht mit seinen untern zugespitzten

Enden in eine Quecksilberrinne $aa_{,}$, welche den Fuss des Messingcylinders umgiebt. In der Mitte bei $bb_{,}$ trägt der Kupferdrath ein flaches, innen durchbrochenes, oben offenes, ringförmiges Gefäss von dünnem Kupferblech $kkk_{,}k_{,}$, in welchem, ohne es metallisch zu berühren, der Zinkcylinder zz steht. Letzterer berührt mit ein paar angelötheten Drathstücken die Quecksilberoberfläche der Rinne qq. Wird gesäuertes Wasser in das Kupfergefäss gegossen, so sind alle Bedingungen der Stromerregung und der Rotation des beweglichen Theiles um die feststehenden Magnete in ns gegeben. Der Strom bewegt sich nämlich in der Richtung der bezeichnenden Pfeile im Schliessungsbogen bei b und $b_{,}$ auf- und abwärts und kehrt im beiden Hälften des Messingcylinders von oben und von unten her nach der Rinne qq und von da zu dem Zinkringe zz zurück. Während aber bei den frühern Versuchen die beiden gesondert beweglichen Erregerplatten im entgegengesetzten Sinne zur Bewegung angetrieben wurden, wird hier die Wirkung auf dieselben vernichtet, und es bleibt blos die auf den Schliessungsbogen übrig.

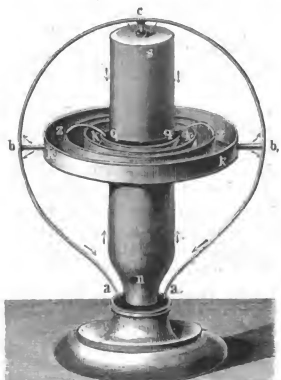


Fig. 164.

Das Nähere über die von LEWTHWAITE [10] dargestellten gleichzeitigen Rotationen von Leiter und Magneten um einander, sowie über die von WATKINS [11] bewirkte Rotation von cylindrischen Spiralen, die einen Magneten umgeben, ist mir nicht zugänglich geworden.

IV. Es ist unschwer, die in Rede stehenden Apparate so einzurichten, dass statt der permanenten Magnete Elektromagnete fungiren. Von allen dahin einschlagenden Angaben mögen nur zwei hier Platz finden. STURGEON [12] ersetzt den Magnetstab ns in *Fig. 159*, auf Seite 294, durch den gleichbezeichneten Elektromagneten der *Fig. 165*. Derselbe besteht aus einem unten zugespitzten, oben mit einem Näpfchen versehenen Eisenstab, um dessen beide Hälften Kupferdräthe im entgegengesetzten Sinne gewunden sind. Die äussersten Enden der Dräthe werden an dem Eisenkerne festgelöthet, und die beiden mittlern mit einander verbunden, um den Ueberleiter e zur Quecksilberrinne zu liefern. Tritt nun z. B. der Strom von e her in die Spirale ein, so geht ein Theil desselben aufwärts nach s, der andere abwärts nach n. Jeder dieser Antheile lässt sich in zwei Componenten zerlegen, von denen die eine längs der Axe, die andere längs der Peripherie des Stabes geht, und deren letztere ihn zum Magneten macht. Tritt nun der Strom in s wieder aus, so muss der in der Spirale nach unten gegangene Stromtheil durch den Eisenkern wieder nach oben gehen. In der untern Hälfte hebt er also die axiale Componente des Spiralstromes auf, während er in der obern Hälfte des Stabes sich zu der gleichgerichteten axialen Componente addirt. Da nun durch dieses Mittel der Stab zum Magneten geworden und nur zur einen Hälfte in wirksamer Weise vom Strome durchflossen ist, so erklärt sich die Drehung ganz wie die durch permanente Magnete gewonnene.



Fig. 165.

Wie leicht zu sehen ist, hängt bei dieser, wie bei allen Vorrichtungen, in denen Elektromagnete statt der Stahlmagnete substituirt werden, der Sinn der Drehung nicht ab von der Richtung des Stromes, sondern nur von der Richtung, in welcher die Spiralen den Eisenkern umgeben.

Der andere Apparat ist von Page [13] angegeben worden und ist folgendermassen beschaffen. Auf einem hölzernen Gestelle sind zwei Spiralen von Kupferdrath auf Hohlcylindern so über einander befestigt, dass ihre Axen in derselben Verticale liegen und zwischen ihnen sich ein kleiner Zwischenraum befindet. In den Hohlcylindern kann sich ein Eisenstab von 1 Zoll Durchmesser und 10 Zoll Länge um seine Axe drehen. Derselbe wird bei den zugespitzten Enden in Metallpfannen gehalten. Eine an dem Holzgestelle befestigte Feder von Silberblech berührt den Eisenstab mit schwachem Druck in der Mitte seiner Länge. Wird nun ein galvanischer Strom so durch diese Vorrichtung geleitet, dass er durch die Silberfeder eintritt, sich durch die obere Hälfte des Eisenstabes nach der obern Pfanne, von da durch die mit derselben in Verbindung stehenden Spiralen abwärts und zu seiner Quelle zurückbewegt: so wird das weiche Eisen Magnet, und zu einer Hälfte Leiter zugleich, und rotirt infolge dessen um seine Axe. Gleichzeitig wird aber auch der Eisenkern durch die Spirale gehoben, sodass er frei schwebend keinen Druck auf die Zapfenlager ausübt, diese vielmehr nur dazu dienen, dem einseitigen Drucke der Feder zu begegnen und die Stromleitung zu unterhalten.

V. Nicht allein die festen, sondern auch die flüssigen Leiter werden unter Einfluss eines Magneten in continuirliche Rotationen versetzt. Die erste hierhergehörige Beobachtung rührt von Davy [14] her, als er bei dem in §. 23, N. III. beschriebenen Versuch einen starken galvanischen Strom zwischen zwei Drathenden durch Quecksilber gehen liess und einen Magnetpol darüber hielt. War letzterer ein Südpol, so rotirte das Quecksilber an der Eintrittsstelle des Stromes, im Sinne der Bewegung eines Uhrzeigers, das Zifferblatt nach oben gedacht; an der Austrittsstelle rotirte es im entgegengesetzten Sinne. Infolge der Centrifugalkraft wurden die über der Ein- und Austrittsstelle sich bildenden Kegel erniedrigt und verbreitert; ja es vertiefte sich sogar das Quecksilber bis auf 6 Linien; ingleichen verminderten sich die von ihnen ausgehenden Wellen. Der Versuch lässt sich leicht wiederholen, wenn man auf die Pole eines aufwärts gestellten Hufeisenmagneten Papierhülsen, oder in der Mitte durchbohrte Pappschachteln steckt, diese mit Quecksilber füllt und mittels Platinenden über einem Pole den Strom einführt, über dem andern ihn wieder ableitet, sodass also der Magnet selbst einen Theil der Kette bildet. Die Rotationen werden durch etwas auf das Quecksilber gebrachten Staub sichtbarer. Den Strom durch Platindräthe zu- und abzuführen, ist deswegen zweckmässig, weil andere Metalle sich im Quecksilber lösen und auf dessen Oberfläche eine Oxydhaut verbreiten, welche seine Beweglichkeit beeinträchtigt.

Um die Rotation von wässerigen Flüssigkeiten nachzuweisen, bedient sich Fechner [15] eines mit salzigem oder gesäuertem Wasser gefüllten ringförmigen Gefässes aus Zink und Kupfer, das er auf die Pole eines Magneten steckt, und Ritchie [16] u. A. des Apparates der *Fig. 166.* Dieser besteht aus einem etwas tiefen ringförmigen Holzgefässe, welches auf dem Boden und an der Innenwand der Oeffnung mit ringförmigen Kupferplatten k_1k_1 und kk belegt ist, und auf den obern Pol s eines senkrechten Magneten gesteckt wird. Die beiden Metallringe werden durch Dräthe p und n mit den Polen eines Rheomotors verbunden, und das Gefäss wird mit der leitenden Flüssigkeit gefüllt. Taucht man zwei auf einer Spitze bewegliche Flügel rr in die Flüssigkeit, so nehmen sie an der Rotation Antheil und verdeutlichen sie dadurch.

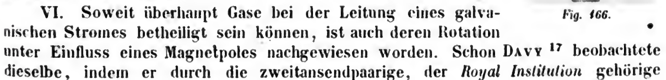


Fig. 166.

VI. Soweit überhaupt Gase bei der Leitung eines galvanischen Stromes betheiligt sein können, ist auch deren Rotation unter Einfluss eines Magnetpoles nachgewiesen worden. Schon Davy [17] beobachtete dieselbe, indem er durch die zweitausendpaarige, der *Royal Institution* gehörige

Säule den nach ihm benannten Lichtbogen zwischen Kohlenspitzen darstellte, und im luftleeren Raum eine Länge desselben von 4 Zoll, im lufterfüllten eine Länge von 1 Zoll erzielte. Hielt er demselben einen starken Magnetpol unter spitzem Winkel entgegen, so kam der Bogen zum Rotiren und zwar schneller im lufterfüllten als im luftleeren Raume. — Walker[18] wiederholte diese Versuche mit einer DANIELL'schen Batterie von 160 sehr grossen Elementen, indem er den negativen Poldrath N nach Art der *Fig. 167* auf einen kräftigen Hufeisenmagneten drückte und den positiven Drath P dem Norpole desselben bis zur Schlagweite gegenüber hielt. Sofort entstand eine kreisförmige Flamme, welche im Sinne der Bewegung eines Uhrzeigers rotirte. Wurde der Nordpol mit dem Südpole vertauscht, so war die Rotationsrichtung die entgegengesetzte.

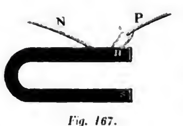


Fig. 167.

Eine weitere Untersuchung des rotirenden Lichtbogens, bei welcher namentlich die dabei statthabenden Molecularerscheinungen ins Auge gefasst wurden, hat DE LA RIVE[19] veröffentlicht. De la Rive benutzte zwei Eisenstücke von 1 Centimeter Durchmesser als Polenden einer kräftigen Batterie, und konnte dieselben um 6 Millimeter von einander entfernen, ohne dass der Strom unterbrochen wurde. Magnetisirte er sie aber durch eine sie umgebende Spirale, so konnten die Eisenstücken nur um ein Drittel des vorigen Abstandes von einander entfernt werden, wenn der Lichtbogen nicht aufhören sollte. Im letztern Falle liess aber der Bogen ein starkes Geräusch hören, während er zwischen den unmagnetischen Eisenstücken, wie ein Strom von flüssigem Eisen auftrat, der sich ohne Geräusch mit lebhaftem Glanze vom positiven zum negativen Pole bewegte.

Ganz ähnliche, nur ungleich grossartigere Erscheinungen beobachtete Page[20] an dem Funken, welcher entstand, wenn er den Strom seiner elektromagnetischen Maschine mit 300 Pfund schwerem Eisenkern (vergl. §. 18, N. III.) in der Nähe oder abseits von letzterem unterbrach.

De la Rive[21] erzielte auch eine Rotation des reibungselektrischen Büschels im luftverdünnten Raume, wenn er denselben der Wirkung eines kräftigen Magneten aussetzte, und fand, dass alsdann der Büschel ein dem Nordlicht ähnliches strahlenartiges Gefüge annahm. Er meint, dass die in den höhern Regionen der Atmosphäre stets vorhandene Elektricität in ähnlicher Weise um die magnetischen Pole der Erde rotire, und so sich gewisse Erscheinungen des Nordlichtes erklären lassen.

VII. Die Gesetze der elektromagnetischen Rotationen hat Ampère[22] in mathematischen Formeln etwa folgendermassen dargestellt. Schon in §. 6 wurde nachgewiesen, dass die Stärke der Wirkung eines Magnetpoles auf ein Stromelement proportional sei der Quantität des im Magnetpol enthaltenen Magnetimus m, der Stärke S des im Elemente circulirenden Stromes, der Länge dx des Elementes und dem Sinus des Winkels φ zwischen seiner Richtung und der Verbindungslinie mit dem Magnetpol, und dass diese Stärke umgekehrt proportional sei dem Quadrate des Abstandes r zwischen Pol und Stromelement. Sind also n und s in *Fig. 168* die beiden entgegengesetzten Pole eines Magneten, ist om das Stromelement, ist ferner mos der Winkel φ, ist $os = r$, und bezeichnet man das Product mS mit μ, so ist die Wirkung von s ausgedrückt durch

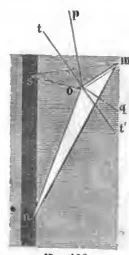


Fig. 168.

$$\frac{\mu\, dx}{r^2} \sin\varphi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1\,a).$$

In analoger Weise findet sich die Wirkung des entgegengesetzten Poles n gleich

$$-\frac{\mu\,dx}{r'^2}\sin\varphi' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1\text{b}),$$

wenn zum Unterschiede der Winkel mon mit φ' und der Abstand on mit r' bezeichnet wird.

Offenbar ist nun $r\,dx\sin\varphi$ gleich dem doppelten Flächeninhalte des schmalen Dreiecks mos, und wird derselbe mit dv bezeichnet, so kann man das Maass für die Wirkung des Poles s ausdrücken durch $\frac{\mu\,dv}{r^3}$. Dem entsprechend, wenn dv' den doppelten Inhalt des Dreiecks mon bezeichnet, oder $r'dx\sin\varphi'$, erhält man für die von n ausgehende Wirkung den Ausdruck $-\frac{\mu\,dv'}{r'^3}$. Die Dreiecke mos und mon sind auch gleichzeitig die Wirkungsebenen, zu denen senkrecht die Richtungen op und oq der beiden von s und n ausgehenden Kräfte stehen. Wird ferner das Stromelement gezwungen, nur in einer bestimmten Richtung, etwa in der Linie tt' den auf dasselbe wirkenden Kräften zu folgen, so bleiben nur seine, in diese Richtung fallenden Componenten übrig. Macht tt' mit op den Winkel ε, so ist das Maass des übrig bleibenden Antheiles $\frac{\mu\,dv}{r^3}\cos\varepsilon$. Es ist aber $dv\cdot\cos\varepsilon$ die Projection des schmalen Dreiecks dv auf eine Ebene, welche die Linie tt' senkrecht durchschneidet, und bezeichnet man den Inhalt dieser Projection mit du, so ist das Maass der von s ausgehenden und nach tt' zerlegten Kraft

$$= \frac{\mu\,du}{r^3},$$

und wenn du' die Projection des schmalen Dreiecks mon zu derselben Ebene bezeichnet, so ergiebt sich das Maass der von n ausgehenden Kraft

$$= -\frac{\mu\,du'}{r'^3}.$$

Die Kraft, mit welcher das Stromelement infolge beider Antriebe nach tt' bewegt wird, ist aber gleich der Summe jener Einzelkräfte, oder

$$= \mu\left(\frac{du}{r^3} - \frac{du'}{r'^3}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2).$$

Aus dem Vorstehenden lässt sich leicht das Drehungsmoment eines Stromelementes oa zur Axe ns des Magneten ef in *Fig. 169* entwickeln. Es mag zu dem Ende der Punkt a des Elementes, sowie die Magnetaxe in der Ebene der Figur liegen, und die Richtung, nach welcher sich das Element bewegen soll, mag senkrecht zu dieser Ebene stehen. Ist ferner $o'a$ die Projection von oa zur Ebene der Figur, dann ist das Doppelte des Inhaltes vom Dreieck $o'as$ gleich du. Vorausgesetzt aber, dass der Winkel aso' sehr klein ist, so kann er als die Zunahme $d\Theta$ des Winkels $asg \equiv \Theta$ betrachtet werden, und ist $as = r$, dann ist $du = r^2 d\Theta$, und somit $\frac{\mu\,du}{r^3} = \frac{\mu\,d\Theta}{r}$. Hieraus findet sich aber das Drehungsmoment, wenn dieser Werth mit dem kürzesten Abstand $ag = r\sin\Theta$ multiplicirt wird,

$$= \mu\sin\Theta\,d\Theta.$$

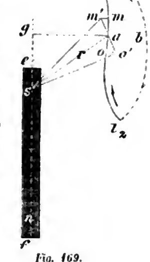


Fig. 169.

Das Drehungsmoment bezüglich des andern Poles ist

$$= -\mu \sin \Theta' d\Theta',$$

wenn der Winkel zwischen der Axe und der Verbindungslinie r' zwischen Stromelement und diesem Pole mit Θ' bezeichnet wird. Das Drehungsmoment für die von beiden Polen auf das Stromelement wirkende Kraft ist aber dem entsprechend

$$= \mu \, (\cos \Theta \, d\Theta - \sin \Theta' d\Theta') \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 3).$$

Gehört nun das Element oa einem endlich langen Stromleiter $l_1 a l_2$ an, so findet sich leicht das Drehungsmoment des ganzen Leiters durch Integration des vorstehenden Werthes zwischen den den Enden l_1 und l_2 entsprechenden Grenzen Θ_1 Θ_2 und Θ_1' Θ_2' der Winkel Θ und Θ', und erhält zum Ausdrucke

$$-\mu \, (\cos \Theta_2 - \cos \Theta_1 - \cos \Theta_2' + \cos \Theta_1') \; . \; . \; . \; . \quad 4).$$

Mit dem hierdurch dargestellten Kraftmaasse bewegt sich der Leiter $l_1 l_2$ um die Axe gf, wenn der Magnet als feststehend betrachtet wird. Mit einer gleich grossen, aber durch das entgegengesetzte Vorzeichen charakterisirten Kraft würde sich der Magnet um eine durch den Schwerpunkt von $l_1 l_2$ gehende, der ersten Drehungsaxe gf parallelen Axe dauernd bewegen, wenn dadurch bei einer Verrückung aus der ersten Lage die Werthe von Θ_1, Θ_2, Θ_1', Θ_2' nicht geändert würden. Wie leicht zu sehen ist, wird aber diese Bedingung dann erfüllt, wenn die Enden l_1 und l_2 des Leiters sich in der neuen Drehungsaxe selbst befinden. — So wäre der Ausdruck für die beiden ersten der oben aufgeführten Rotationserscheinungen — Drehung des Leiters um den Magneten und Drehung des Magneten um den Leiter — gegeben. Allgemein geht aber aus der Formel hervor:

1. Dass das Drehungsmoment nicht abhängt von der Gestalt des Leiters und von der Gestalt des Magneten, sondern (abgesehen von der Stromstärke und der magnetischen Intensität) nur abhängt von der gegenseitigen Lage und Entfernung der beiden Endpunkte des erstern und der beiden Pole des letztern, indem die Formel nur Functionen der vier Winkel enthält, welche die vier Verbindungslinien zwischen den Endpunkten und den Polen mit der Drehungsaxe machen.

2. Ein geschlossener Strom kann keine continuirlichen Rotationen um einen Magneten, und ein Magnet keine continuirlichen Rotationen um einen geschlossenen Strom vollführen, wenn alle Theile des Stromes fest unter einander verbunden sind. Ist nämlich die Grösse des Drehungsmomentes unabhängig von dem Wege, welchen der Strom zwischen den beiden Punkten l_1 und l_2 nimmt, so ist sie gleich gross für die beiden Leiter $l_1 a l_2$ und $l_1 b l_2$. Bewegen sich aber die Ströme, wie die Pfeile in der Figur andeuten, in beiden Leitern nach entgegengesetzter Richtung, so entsteht dadurch ein geschlossener Umlauf, für welchen beide Theile gleiche und entgegengesetzte Bewegungsantriebe erfahren. Und diese müssen sich nothwendigerweise einander aufheben, wenn beide Theile fest mit einander verbunden sind. In allen oben beschriebenen Rotationsversuchen ist daher die letzte Bedingung vermieden, vielmehr ist überall die Stromverbindung durch einen flüssigen Leiter vermittelt, damit ein Theil sich unabhängig von dem feststehenden Antheile (Rheomotor und Verbindungsdräthe) des geschlossenen Stromes bewegen könne.

3. Es entsteht keine continuirliche Rotation, wenn beide Enden des beweglichen Leiters entweder auf derselben oder auf entgegengesetzten Seiten des Magneten in dessen Axe münden. Diese beiden Fälle sind durch die *Fig. 170* dargestellt, in welcher $l_1 l_2$ die eine, $l_1 l_2'$ die andere

Anordnung der nicht rotirenden Leiter darstellt, während *n* und *s* die Pole, und $l_1\,l_2'$ die Axe des Magneten repräsentiren. Unter diesen Umständen wird nämlich für den Leiter $l_1\,l_2$

$$\Theta_1 = \Theta_2 = 0 \text{ und } \Theta_1' = \Theta_2' = 0$$

und für den Leiter $l_1\,l_2'$

$$\Theta_1 = \Theta_1' = 0 \text{ und } \Theta_2 = \Theta_2' = \pi,$$

und somit wird der Ausdruck für das Drehungsmoment in Formel 4) gleich Null.



Fig. 170.

4. Beginnt der bewegliche Leiter in der Verlängerung der Axe des Magneten und endet in dessen Aequatorialebene (d. h. in derjenigen Ebene, welche auf der Magnetaxe in deren Mitte senkrecht steht), so ist unter sonst gleichen Umständen das Drehungsmoment ein Maximum. Die Bedingung, dass ein Ende l_1 des beweglichen Leiters in der Axe des Magneten liegen soll, macht, dass Θ_1 und $\Theta_1' = 0$ ist. Und reicht das andere Ende l_2 bis zur Aequatorialebene herab, dann ergänzen sich die Winkel Θ_2 und Θ_2' zu 180^0, ihre Cosinusse sind also gleich und mit entgegengesetztem Vorzeichen versehen. Die Formel 4) ändert sich demgemäss um in

$$\mu\,(\cos\Theta_2 + \cos\Theta_2')$$

und giebt, wie ohne Weiteres einleuchtet, für $\cos\Theta_2 = \cos\Theta_2'$ den grössten Werth

$$2\mu\cos\Theta_2.$$

5. Unter den Bedingungen des vorigen Satzes wird der Werth für das Drehungsmoment um so grösser, je näher an der Magnetaxe das äquatoriale Ende des beweglichen Leiters steht; denn in dem Maasse wird der Winkel Θ_2 kleiner, also sein Cosinus grösser. Die Grenze der Annäherung an die Magnetaxe ist aber durch die Masse des Magneten auch dann gegeben, wenn man sich statt der bisher vorausgesetzten geraden Magnetstäbe *eines* gebogenen Magneten wie *ef* der *Fig. 171* bedient. Sind nämlich *n* und *s* dessen Pole, und ist *ns* seine Axe, so kann der bewegliche Drath an beiden Enden in l_1 und l_2 in der Axe münden. Wird der Drath nun von einem Strome durchflossen, so geräth er in Bewegung bis er, an den Magneten sich anlehnend, von diesem gehemmt wird. Nimmt man ihn aus den Verbindungsnäpfchen, um ihn auf der andern Seite des Magneten wieder einzusetzen, so vollführt er den Rest des Umlaufes, um an der ersten Stelle wieder zur Ruhe zu kommen. Ampère zeigte aber, wie aus §. 7, N. III., *Fig. 28*, schon bekannt ist, dass unter diesen Umständen der Magnet nicht blos ein mechanisches, sondern ebensowohl ein dynamisches Hinderniss darbietet, und somit auch aus diesem Grunde die Grenze der Annäherung durch die Substanz des Magneten gegeben sei.

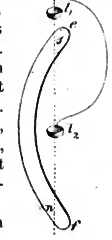


Fig. 171.

6. Die Rotation eines Magneten um seine Axe, wenn derselbe zum Theil Leiter des Stromes ist, wird nicht veranlasst durch denjenigen Stromtheil, welcher ihn durchfliesst, sondern durch den unbeweglichen Rest des ganzen Umlaufes. Oben wurde nämlich gezeigt, dass das Drehungsmoment des Leiters $l_1\,a\,l_2$ der *Fig. 169* unter Einfluss des Magneten *ns* den Betrag des Ausdruckes

$$-\mu\,(\cos\Theta_2 - \cos\Theta_1 - \cos\Theta_2' + \cos\Theta_1')$$

habe. Nach dem allgemeinen Princip, dass Action und Reaction einander gleich, aber entgegengesetzt seien, muss nun, wenn der Leiter feststeht, der Magnet aber um die Axe beweglich ist, das letztere mit einer Kraft geschehen, welche in Grösse und Richtung gleich

$$+\mu\,(\cos\Theta_2 - \cos\Theta_1 - \cos\Theta_2' + \cos\Theta_1')$$

ist. Wird nun der Stromleiter $l_1\,a\,l_2$ mit dem Magneten fest verbunden, so müssen sich nothwendigerweise beide gleiche und entgegengesetzte Bewegungsantriebe gegenseitig aufheben; es wird keine Bewegung entstehen. Dahingegen bleibt aber die Wirkung des Magneten auf den andern Theil $l_1\,b\,l_2$ des Umlaufes übrig, welcher, wie gesagt, von ganz beliebiger Gestalt sein kann. Auf diesen Theil wirkt wegen der in ihm statthabenden entgegengesetzten Stromesrichtung der Magnet entsprechend der zweiten Formel; er selbst übt aber, wenn letzterer beweglich ist, auf ihn ein Drehungsmoment entsprechend der ersten Formel aus. Der Magnet wird also in demselben Sinne die Rotationen um seine Axe vollführen, in welchem er den mit ihm verbundenen, oder durch ihn sich bewegenden Stromtheil führen würde, wenn er selbst feststände, und der letztere beweglich wäre.

Zum Beweis für das Vorstehende giebt Ampère [23] folgenden in *Fig. 172* dargestellten sinnreichen Versuch an. Es ist *am* ein in der Mitte mit einer Oeffnung versehenes flaches Kupfergefäss, welches auf dem Wege *aqk* mit einem Pole des Rheomotors *k* in Verbindung gesetzt werden kann und mit gesäuertem Wasser gefüllt wird. Durch die Oeffnung ragt eine gebogene Metallstange *no*, die oben das Quecksilbernäpfchen *o* trägt und unten vermittelst des Zuleitungsgefässes *p* mit dem andern Pole der Kette in Verbindung steht. In dem Näpfchen *o* balancirt auf einer Spitze der Drath *bcd*, welcher bei *b* eine in die gesäuerte Flüssigkeit ragende Kupferplatte und bei *d* ein Gegengewicht trägt. Unter dem Gefäss *o* ist ein Häkchen *e* befestigt und an diesem hängt mittels eines Seidenfadens der Magnetstab *sn* in der Axe des ganzen Apparates. Wird nun der Strom geschlossen, so macht er die Runde auf dem Wege *kpnocbaqk*, und der hierbei durchströmte bewegliche Leiter *ocb* kommt durch Einfluss des Magneten zum Rotiren im Sinne *ahm*. Der Magnet dagegen bleibt in Ruhe, weil er gleichzeitig unter den beiden gleichen und entgegengesetzten Einflüssen des beweglichen Stromtheiles *ocb* und des festen *aqpno* steht. Wird aber der Magnet durch Umbiegen des an ihm haftenden leichten Drathes *sx* mit dem beweglichen Leiter *ocb* zu einem starren Systeme verbunden, so fährt nichts desto weniger der letztere fort, gleichzeitig mit dem Magneten zu rotiren (so lange wenigstens bis der Stab *on* ein mechanisches Hinderniss entgegensetzt). Im letztern Falle heben nämlich die Wirkung und Gegenwirkung zwischen dem beweglichen Leiter und dem Magneten sich auf, dahingegen bleibt die Wirkung des festen Stromtheiles, namentlich die von *on* ausgehende, auf den Magneten übrig, und treibt ihn und den mit ihm verbundenen beweglichen Stromtheil in dem Sinne *ahm*.

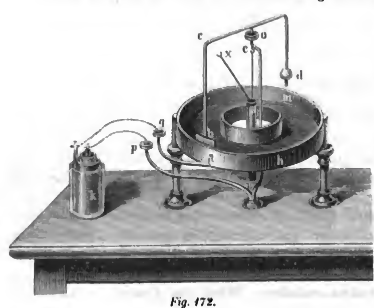


Fig. 172.

Ausser der hier angegebenen besondern Bedingung für die Rotation eines Magneten um seine Axe finden aber auch die andern für die Rotationen im Allgemeinen gefundenen Sätze ihre Anwendung. Namentlich wird keine Rotation statthaben, wenn der Strom in der Axe des Magneten ein- und austritt, und ferner ist das Drehungsmoment ein Maximum, wenn der Strom in der Axe und im Aequator des Magneten ein- und austritt.

Immerhin ist es bei näherer Betrachtung nicht gleichgültig, ob die Substanz des beweglichen Magneten selbst von dem Strome durchflossen wird, oder ob der Magnet blos mit einem Theile des Umlaufes in fester Verbindung steht, und nicht selbst an der Stromleitung Antheil nimmt. Die von Weber [24] gegebene Zurückführung des einen auf den andern Fall hängt jedoch zu sehr mit den theoretischen Anschauungen zusammen, welche man sich von dem Wesen des Magnetismus zu machen hat, als dass eine weitere Erörterung nicht bis später aufgeschoben werden müsste. —

Was endlich die Rotationen der Flüssigkeiten betrifft, so ist es selbstredend, dass sie nicht wie die der festen Leiter den durch Formel 4) dargestellten Gesetzen unterfallen, sondern dass vielmehr jedes Flüssigkeitstheilchen fast unabhängig von den übrigen den darauf ausgeübten Bewegungsantrieben gesondert folgt. Es werden also hier die Formeln 1) in Anwendung zu bringen sein. Weber [25] modificirte dieselben nach Poggendorff's Mittheilung in folgender Weise, um die besondern Erscheinungen für die beiden Fälle darzustellen, wenn der Magnetstab der durchströmten Flüssigkeitsoberfläche parallel liegt, und wenn er senkrecht zu derselben steht. Der erste Fall findet auch dann Anwendung, wenn wie in Ritchie's Versuche (vergl. N. V., *Fig. 166* auf Seite 297) die Flüssigkeit senkrecht zu ihrer Oberfläche durchströmt wird, und der Magnetstab der Stromesrichtung parallel steht.

Es seien s und n in *Fig. 173* die Pole eines, einer Flüssigkeitsoberfläche parallel liegenden Magnetstabes und dx ein galvanisch durchströmtes Theilchen derselben. Die Zuglinien r und r' von den Magnetpolen nach dem Theilchen machen die Winkel φ und φ' mit seiner Richtung. Sein Horizontalabstand von der Mitte der Länge des Magneten werde mit x und der Verticalabstand mit y bezeichnet, während der Abstand eines jeden Poles von derselben Stelle α Längeneinheiten betrage. Nach diesen Bezeichnungen ist der Ausdruck 1a) für die auf dx senkrecht zur Ebene der Figur gerichtete Kraft des Poles s:

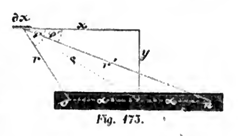


Fig. 173.

$$\mu dx \frac{\sin\varphi}{r^2} = \mu dx \frac{y}{[y^2 + (x-\alpha)^2]^{\frac{3}{2}}},$$

oder, wenn man den Abstand des Stromelementes von der Mitte des Magneten mit ϱ bezeichnet, wo $\varrho^2 = y^2 + x^2$

$$= \mu\, dx \frac{y}{(\varrho^2 + \alpha^2 - 2\alpha x)^{\frac{3}{2}}}.$$

Eine Entwickelung des Nenners nach fallenden Potenzen von ϱ giebt

$$= \frac{\mu\, dx\, y}{\varrho^3}\Big(1 - \frac{3}{2}\,\frac{\alpha^2 - 2\alpha x}{\varrho^2} + $$

$$+ \frac{15}{8}\,\frac{\alpha^4 - 4\alpha^3 x + 4\alpha^2 x^2}{\varrho^4} - \frac{35}{16}\,\frac{\alpha^6 - 6\alpha^5 x + 12\alpha^4 x^2 - 8\alpha^3 x^3}{\varrho^6} + \ldots\Big)$$

oder nach einigen Umformungen

$$= \frac{\mu\, dx\, y}{\varrho^3}\left[1 + 3\,\frac{a x}{\varrho^2} + \frac{3}{2}\,\frac{a^2}{\varrho^4}\,(4x^2 - y^2) + \frac{5}{2}\,\frac{a^3 x}{\varrho^6}\,(4x^2 - 3y^2) + \ldots\right].$$

Ingleichen ergiebt sich für die vom Pole n ausgehende Kraft durch Umwandlung der Formel 1b)

$$-\mu\, dx\, \frac{\sin\varphi'}{r'^2} = -\mu\, dx\, \frac{y}{(\varrho^2 + a^2 + 2ax)^{\frac{3}{2}}}$$

$$= -\frac{\mu\, dx\, y}{\varrho^3}\left[1 - 3\,\frac{ax}{\varrho^2} + \frac{3}{2}\,\frac{a^2}{\varrho^4}\,(4x^2 - y^2) - \frac{5}{2}\,\frac{a^3 x}{\varrho^6}\,(4x^2 - 3y^2) + \ldots\right].$$

Danach ist aber die Summe der beiden auf dx wirkenden Kräfte

$$= 2\mu a\,\frac{x\, dx\, y}{\varrho^5}\left[3 + \frac{5}{2}\,\frac{a^2}{\varrho^4}\,(4x^2 - 3y^2) + \ldots\right]. \quad . \quad . \quad . \quad 5),$$

und für sehr kleine Werthe von $\frac{a}{\varrho}$ genügt das erste Glied der in der Klammer befindlichen unendlichen Reihe. Aus der Formel geht aber hervor:

7. dass über der Mitte eines horizontalen Magnetstabes eine Flüssigkeit nicht zum Rotiren kommt; denn für $x = 0$ wird die durch die Formel ausgedrückte bewegende Kraft ebenfalls gleich Null;

8. dass ferner über den entgegengesetzten Hälften des Stabes die Bewegung im entgegengesetzten Sinne geschieht, indem das Vorzeichen der Formel mit dem Vorzeigen von x wechselt;

9. und dass die Bewegung über und unter dem Magnetstabe, sowie je nach der Stromesrichtung in dem durchflossenen Element ebenfalls in die entgegengesetzte übergeht, indem das Vorzeichen der Formel mit dem von y und von dx gleichfalls wechselt.

Fig. 174.

Der zweite Fall mag durch *Fig. 174* dargestellt sein. Wie im vorigen Falle mögen s und n die beiden Magnetpole bedeuten und den Abstand $2a$ von einander haben. Das zur Magnetaxe senkrechte Stromelement sei dx; sein Horizontalabstand von der Magnetenaxe werde mit x, sein Verticalabstand von der Mitte des Magneten mit y, sein gerader Abstand von demselben Punkte mit ϱ, und sein Abstand von den beiden Polen s und n mit r und r' bezeichnet. Ingleichen bedeuten φ und φ' die Winkel zwischen dx und r, sowie zwischen dx und r'. Die Wirkung des Poles s auf dx findet sich nun durch die Formel

$$\mu\, dx\,\frac{\sin\varphi}{r^2} = \mu\, dx\,\frac{y - a}{[x^2 + (y-a)^2]^{\frac{3}{2}}}$$

$$= \frac{\mu\, dx}{\varrho^3}\Big(y - a + \frac{3}{2}\,\frac{a^3 - 3a^2 y + 2ay^2}{\varrho^2} - \frac{15}{8}\,\frac{a^5 - 5a^4 y + 8a^3 y^2 - 4a^2 y^3}{\varrho^4} +$$

$$+ \frac{35}{16}\,\frac{a^7 - 7a^6 y + 18a^5 y^2 - 20a^4 y^3 + 8a^3 y^4}{\varrho^6} - \ldots\Big)$$

$$= \frac{\mu\, dx}{\varrho^3}\Big[y + \frac{a}{\varrho^2}\,(2y^2 - x^2) + \frac{3}{2}\,\frac{a^2 y}{\varrho^4}\,(2y^2 - 3x^2) +$$

$$+ \frac{1}{2}\,\frac{a^3}{\varrho^6}\,(3x^4 - 24x^2y^2 + 8y^4) + \ldots\Big].$$

Die Wirkung des Poles n auf dx findet sich in ähnlicher Weise durch

$$-\mu dx \frac{\sin \varphi'}{r'^2} = -\mu dx \frac{y+a}{[x^2+(y+a)^2]^{\frac{3}{2}}}$$

$$= -\frac{\mu dx}{\varrho^3}\left[y-\frac{a}{\varrho^2}(2y^2-x^2)+\frac{3}{2}\frac{a^2 y}{\varrho^4}(2y^2-3x^2)-\frac{1}{2}\frac{a^3}{\varrho^6}(3x^4-24x^2y^2+3y^4)+\ldots\right].$$

Sonach ist aber die Summe der beiden auf dx wirkenden Kräfte

$$= \frac{2\mu a dx}{\varrho^3}\left[\frac{1}{\varrho^2}(2y^2-x^2)+\frac{1}{2}\frac{a^2}{\varrho^6}(3x^4-24x^2y^2+3y^4)+\ldots\right] \quad . \; . \; . \; 6)$$

und für sehr kleine Werthe von $\frac{a}{\varrho}$ genügt das erste Glied der in der Klammer befindlichen unendlichen Reihe. Aus dieser Formel geht aber hervor:

10. dass ein senkrecht stehender Magnet einem horizontal durchströmten Flüssigkeitstheilchen in gleichen Abständen über und unter, rechts und links von seiner Mitte gleiche und gleichgerichtete Bewegungsantriebe ertheilt, indem die Formel nur gerade Potenzen von x und y enthält, wohingegen die Rotationsrichtung mit der Stromesrichtung in dx wechselt;

11. dass aber die Bewegung gleich Null wird für jeden Abstand über und unter der Aequatorialebene des Magnetstabes, welcher etwa 0,7 seines senkrechten Abstandes von der Magnetaxe beträgt. Das erste Glied der in der Klammer befindlichen Reihe wird nämlich $= 0$ für $2y^2 = x^2$ oder für $y = x\sqrt{\frac{1}{2}} = 0{,}7\,x$. Der geometrische Ort aller dieser Stellen ohne Bewegung ist, wie leicht zu sehen, charakterisirt durch einen Kegelmantel, dessen Axe mit der Magnetaxe zusammenfällt, und dessen erzeugende Linie gegen die Axe einen Neigungswinkel von $54\frac{2}{3}^0$ hat. Innerhalb dieser Kegelfläche, für $2y^2 > x^2$, ist die Rotationsrichtung die entgegengesetzte von derjenigen, welche ausserhalb, für $2y^2 < x^2$, beobachtet wird.

Die letzten beiden Folgerungen sind in *Fig. 175* schematisch dargestellt für sechs Lagen einer Quecksilberoberfläche I. bis VI., in welcher sich ein Strom von der Peripherie nach dem Centrum bewegt, und welche den Magnetstab ns umgiebt. In den Lagen II. und V. ist die Rotationsbewegung unmerklich, in I. und VI. hat sie dieselbe Richtung ebenso wie in den Lagen III. und IV. In den letzten beiden Lagen ist aber die Richtung die entgegengesetzte von der in den Lagen I. und VI.

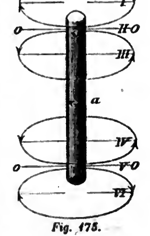


Fig. 175.

VIII. Es wird Wenigen entgehen, welche die Versuche über die elektromagnetischen Rotationen des Quecksilbers wiederholen, dass trotz ungeschwächter Thätigkeit der Kette die Bewegung nach kurzer Zeit ihre Endschaft erreicht, und dass solches sogar, obwohl in geringerm Grade, geschieht, wenn die Zuleitungsdräthe mit Eisen oder Platinspitzen versehen sind, und wenn vollkommen reines Quecksilber benutzt wird. POGGENDORFF [26] unterwarf die Erscheinung einer nähern Untersuchung, die zu dem Resultate führte, dass die Quecksilberoberfläche durch verschiedene Substanzen eine Modification erleidet, und namentlich durch den Sauerstoff der atmosphärischen Luft eine Oxydation erfährt, infolge deren sich eine zähe Haut bildet, welche nicht mehr im Stande ist, den schwachen, bei den Rotationen thätigen

Kräften zu folgen. POGGENDORFF liess das Quecksilber in einem Glasgefässe oder in einer dünnen mit centraler Hülse versehenen Pappschachtel unter Einfluss eines, im letzten Falle durch die Hülse gesteckten, Magneten rotiren. Der Strom wurde durch zwei in der Mitte und am Rande des Gefässes eingetauchte Platindräthe vermittelt. Wurden die Versuche in freier Luft angestellt, so begann die Bewegung der Oberfläche schon nach längstens einer Viertelstunde träge zu werden, und hörte bald ganz auf, obschon sich bei näherer Untersuchung zeigte, dass sie in geringer Tiefe ungestört fortdauerte. Wurde nun das Quecksilber mit verschiedenen Flüssigkeiten überdeckt oder in Atmosphären verschiedener Dämpfe und Gase, oder auch in den luftleeren Raum gebracht, so vernichteten einige dieser Agentien sofort oder sehr rasch die Beweglichkeit der Oberfläche, andere belebten sie dagegen wiederum, wenn sie schon zur Unbeweglichkeit gediehen war, und wieder andere verhielten sich nach der einen wie nach der andern Seite hin indifferent. Zu der ersten Kategorie von Substanzen gehörten allerhand schlechtleitende Flüssigkeiten, wie Terpentinöl, Mandelöl, Schwefelkohlenstoff, Aether, Alkohol, destillirtes Wasser und Ammoniakflüssigkeit; ingleichen beschleunigten Ammoniakgas, Phosphordämpfe, Schwefelätherdämpfe und reines Sauerstoffgas die Zähigkeit der Oberfläche. Wurde dagegen in destillirtem Wasser, welches, auf das Quecksilber gegossen, diesem schon die Beweglichkeit genommen hatte, etwas Salz oder Säure gelöst, so trat sofort die gestörte Rotation wieder auf. Dasselbe geschah, wenn die über dem Quecksilber befindliche Luft mit Dämpfen einer flüchtigen Säure, als Salzsäure, Salpetersäure, Essigsäure u. s. w. geschwängert wurde. Indifferent endlich verhielten sich die Dämpfe von Wasser, Terpentinöl, Alkohol, Schwefelkohlenstoff, reine Kohlensäure (aus doppelt kohlensaurem Natron und Weinsäure bereitet), sowie Wasserstoffgas. Ebenso vermochte das Quecksilber im luftleeren Raume weder seine einmal verlorene Beweglichkeit wieder zu gewinnen, noch wurde sie in demselben unterdrückt.

Ausser dem Quecksilber wurde noch Kupfervitriollösung und verdünnte Schwefelsäure der elektromagnetischen Rotation unterworfen, es zeigte sich jedoch keine Hemmung derselben, so lange die Versuche auch fortgesetzt werden mochten.

Aus allen den angeführten Thatsachen schliesst nun POGGENDORFF, dass nicht eine physikalische, sondern eine chemische Oberflächenmodification die Hemmung der Bewegungen verursache, es müsste sonst die analoge Erscheinung auch bei andern Flüssigkeiten als bei dem Quecksilber eintreten, und es müsste alsdann der luftleere Raum anders wirken, als es der Fall ist. An der freien Luft sei aber der Sauerstoff die Ursache der Störung, indem er das Quecksilber an der Oberfläche trotz des entgegenstehenden Zeugnisses der Chemiker merklich, wenn auch nicht in sichtbarer Weise, mit einer Oxydul- oder Oxydhaut überziehe.

Schon in einem am 16. September und 4. November 1820 vor der naturforschenden Gesellschaft in Halle gehaltenen Vortrage sagte SCHWEIGGER [27] die Möglichkeit continuirlicher Rotationen durch die Wechselwirkung zwischen Strom und Magnet voraus. „Es scheint nicht unmöglich", meint er, „eine anhaltende Axendrehung mit Ausschluss jeder mechanischen Kraft blos durch diesen von keinem unserer Sinne unmittelbar wahrnehmbaren elektromagnetischen Conflict zu bewirken, wodurch ein neues Licht geworfen würde auf die Axendrehung unsers Erdkörpers u. s. w."

Ingleichen versichert ERMAN [28] in seinen Umrissen zu den physischen Verhältnissen des von OERSTED entdeckten elektrochemischen Magnetismus (Berlin 1821), dass POGGENDORFF continuirliche Rotationen hervorzubringen beabsichtige, indem er ein Holzstäbchen auf einem Stift horizontal balanciren, von einem Ende desselben einen Magneten herabhängen lassen und den Kreis, den dieser beschreiben würde, mit einer horizontalen galvanischen Spirale umgeben wolle.

WOLLASTON [29] beabsichtigte ebenfalls continuirliche Rotationen hervorzubringen, gelangte jedoch zu keinem günstigen Ergebnisse. Die erste Darstellung gelang FARADAY im September

1821 [1] bezüglich der Drehungen eines Leiters um den Magneten, und eines Magneten um den Leiter. Ampère [30] machte am 7. Januar 1822 der Pariser Akademie Mittheilung von seiner Darstellung der Drehung eines Magneten und eines Leiters um ihre Axen. Die erste Beobachtung der Quecksilberrotation ist die oben besprochene von Davy, und nach Poggendorff beobachtete Schweigger [31] zuerst die Rotation wässeriger Flüssigkeiten.

---

[1] Faraday. Erste Abhandlung: *Royal Institution*. Sept. 1821.
*Gilb. Ann. 71, 124. (1822.) **Ann. de chim. et de phys.* 18, 337. (1821.) *Ampère. *Recueil etc.* p. 125 (*trad. par Anatole Riffault du Quarterly Journal of science.* Vol. 12. p. 74, 116, 283 et 416). Datirt von London 11. Sept. 1821.
Zweite Abhandlung. *Gilb. Ann. 72, 113. (1822.) Enthält eine Zusammenstellung von drei kleinen Noten, welche Faraday als Nachträge zu der in Gilb. Ann. 71 wiedergegebenen Abhandlung veröffentlicht hat.

[2] Ampère. **Ann. de chim. et de phys.* Vol. 18. p. 331. (1821) et Vol. 20. p. 60. (1822.) *Gilb. Ann. 72, 257. (1821.) *Ampère. *Recueil etc.* p. 237. *Bibl. univ.* 20, 173.

[3] Lenz. *Pogg. Ann. 31, 483. (1834.) Mitgetheilt an die kaiserliche Akademie der Wissenschaften zu Petersburg am 29. Nov. 1833.

[4] Sturgeon. *Sturgeon's *Ann. of El.* 8, 225. (March 1842.)

[5] Ampère. **Ann. de chim. et de phys.* 20, 60. (1822.) *Gilb. Ann. Bd. 71. S. 172 und Bd. 72. S. 257. (1822.) *Ampère. *Recueil etc.* p. 237. *Bibl. univ.* 20, 173. (1822.) *Lu à l'Acad. royale des scc. le 3 et 10 Dec. 1821.*

[6] P. Barlow. **An essay on magnetic attractions and on the laws of terrestrial and electromagnetism.* 2. ed. London 1823. p. 274 sqq.

[7] Marsh. *Gilb. Ann. 72, 223. (1822.) Aus Tilloch's *Mag.* Juni 1822. *Bibl. univ.* 20, 250. *Philos. Mag. and Journal.* 59, 431.

[8] Sturgeon. *Dessen *Ann. of El.* 8, 81. (Januar 1842.) *Philos. Mag.* Sept. 1823. *Roget in seinem Elektromagnetismus (übersetzt v. Kottenkamp, Stutgart 1847), S. 68, N. 81, vindicirt Watkins diese Abänderung.

[9] Schweigger. In *Schweigger und Schweigger-Seidel Journ. für Chem. und Phys. 48, 289. (1826.)

[10] Lewthwaite. *Ann. of Philos.* 1827. Vol. 2. p. 459.

[11] Watkins. *A popular sketch of electromagnetism and electrodynamics.* London 1828. p. 78.

[12] Sturgeon. *Pogg. Ann. 24, 632 (1832); aus *Philos. magaz. and Ann.* 11, 194.

[13] Page. **Sillim. Am. Journ.* [2.] N. 8. p. 252. (March 1847.)

[14] Davy. **Philos. Transact. f. 1823.* p. 153. **Ann. de chim. et de phys.* 25, 64. (1824.)

[15] Fechner. Schweigg. Journ. 57, 15. (1829.)

[16] Ritchie. **Philos. Transact. f. 1832.* p. 279.

[17] Davy. *Thomson's *Ann. of Philos.* New Ser. 3, 1. (1822.) *Gilb. Ann. 71, 241. (1822.) Vorgetragen am 5. Juli 1821 vor der königl. Gesellschaft in London. *Philos. Transact. f. 1821.* p. 425.

[18] C. V. Walker. *Pogg. Ann. 54, 514. (1841.) Aus *Transactions of the London electrical Society from 1837 to 1840.*

[19] A. de la Rive. **l'Institut.* N. 643. (29. Nov. 1846.)

[20] Page. *Sillim. Am. Journ.* [2.] 10, 349. *Krönig's Journal für Physik des Auslandes. 1, 242. (1851.)

[21] A. de la Rive. *Tagesberichte über die Fortschritte der Natur und Heilkunde- von Froriep. Febr. 1850. N. 31. Aus einem Briefe an Regnault in *Comptes rend.* 15. Oct. 1849.

[22] Ampère. **Note sur l'action mutuelle d'un aimant et d'un conducteur voltaique.* Paris 1828. **Ann. de chim. et de phys.* 37, 113. (1828.) Ampère. *Précis de la Théorie de phénomènes électrodynamiques.* p. 28.

[23] Ampère. **Théorie etc.* p. 173.

[24] Weber. *Pogg. Ann. 52, 353. (1841.)

[25] Weber. *Pogg. Ann. 77, 28. (1849.)

[26] Poggendorff. *Pogg. Ann. 77, 1. (1849.)

[27] Schweigger. *Allgemeine Literaturzeitung. N. 296. (Nov. 1820.) S. 622. *Auch Schweigger und Schweigger-Seidel Journ. 46, 1. (1826.)

[28] Erman. Vergl. Auszüge in *Gilb. Ann. 67. S. 220 und 382. (1821.) Ingleichen in *Schweigger und Meineke Journ. 32, 38. (1821.) — *Umrisse etc. S. 110.

[29] Wollaston. Vergl. Davy in **Philos. Transact. f. 1823.* p. 158. **Ann. de chim. et de phys.* 25, 64. (1824.)

[30] Ampère. Vergl. **Blainville Journal de physique.* 93, 447. (1821.)

[31] Schweigger. *Schweigg. Journal. 48, 344. (1826.) Vergl. *Pogg. Ann. 77, 12. (1849.)

§. 30. Elektromagnetische Rotationen bei veränderlicher Stromesrichtung.

Ganz verschieden von den so eben behandelten Rotationserscheinungen sind diejenigen, welche durch geeignete Richtungsänderungen des galvanischen Stromes in einem unter Einfluss eines Magneten befindlichen Leiter erzielt werden. Dort war nämlich die Ursache der Bewegung in der die Wechselwirkung zwischen galvanischem Strom und Magnetismus charakterisirenden Tangentialkraft zu suchen und stets mussten ungeschlossene Ströme betheiligt sein, um die Rotation in Erscheinung treten zu lassen. Hier dagegen werden diejenigen Centralkräfte zu continuirlichen Bewegungen benutzt, welche zwischen geschlossenen Strömen oder Elektromagneten einerseits und zwischen permanenten oder Elektromagneten andererseits thätig sind, und welche an sich nur oscillatorische Bewegungen eine Weile zu unterhalten im Stande sind. Hier ist es Aufgabe, geeignete Vorrichtungen zu finden, mit Hülfe deren eine veränderte Stromesrichtung eintritt, sobald ein in Bewegung befindlicher Theil des Apparates infolge des Beharrungsvermögens seine stabile Gleichgewichtslage überschritten hat, um diese in eine labile Gleichgewichtslage zu verwandeln. Der bewegte Theil wird alsdann nicht mehr das Bestreben haben, nach derjenigen Stelle zurückzukehren, welcher er zueilte, sondern wird vielmehr fortfahren, sich zu bewegen, um einem neuen Anziehungsmittelpunkt entgegenzugehen, der mit beschleunigter Geschwindigkeit erreicht, überschritten und dann abermals an eine andere Stelle versetzt wird. In Betracht nun aber alle hierher gehörigen Vorrichtungen nur sehr uneigentlich von theoretischem Interesse sind, vielmehr in bedeutendem Maasse vervielfältigt wurden, um die Kraft des Elektromagnetismus technisch auszubeuten, mag ein näheres Eingehen an dieser Stelle unterbleiben.

Eine Vorrichtung jedoch macht hiervon eine Ausnahme. Es ist die unter dem Namen Barlow's Rad bekannte. Dieselbe bildet gewissermassen den Uebergang zwischen den beiden heterogenen Rotationserscheinungen des vorigen und des gegenwärtigen Paragraphen. Ein Magnetpol bewegt, wie bekannt ist, zwei entgegengesetzte ungeschlossene Ströme nach entgegengesetzten Richtungen, ohne sie anzuziehen oder abzustossen. Gehören nun beide Stromtheile gleichzeitig zu einem und demselben geschlossenen Strome, so werden durch die Cohäsion des Materials, in dem sich der Strom bewegt, die seitlichen gleichen und entgegengesetzten Componenten aufgehoben, sodass nur diejenige Componente der Gesammtwirkung übrig bleibt, deren Richtung durch den Magnetpol geht. Demzufolge wird also der ganze geschlossene Strom angezogen oder abgestossen. Ist aber die Cohäsion der Strombahn zu gering, um den entgegengesetzten Seitenkräften Widerstand zu leisten, dann muss dieselbe nothwendigerweise in ihrer Gestalt verändert werden oder zerreissen und in letztem Falle eine Unterbrechung des Stromes herbeiführen. Diesen Bedingungen wird durch Barlow's Rad genügt. Dasselbe besteht aus einem in verticaler Ebene leicht beweglichen Rade, welches mit lang hervorstehenden Speichen in eine darunter befindliche Quecksilbermasse eintaucht. Bildet nun eine dieser Speichen einen Theil eines geschlossenen Stromlaufes, und steht dieselbe gleichzeitig unter Einfluss eines oder mehrerer in demselben Sinne wirkender Magnetpole, so wird sie in Bewegung versetzt und unterbricht, aus dem Quecksilber austauchend, den Strom. Mittlerweile taucht

aber die nachfolgende Speiche in das Quecksilber, schliesst den Strom wieder, gehorcht den Bedingungen der erstern, um nachmals der dritten u. s. f. die in Rede stehenden Functionen zu überlassen. So entsteht eine continuirliche Drehung des Rades, bei welcher der Strom nach einander alle Radien durchläuft.

I. Eine continuirliche Bewegung erhält man durch die in der *Fig. 176* dargestellte, von Barlow [1] angegebene Vorrichtung. Von einem metallenen Bügel hängt an einer Oese der leicht bewegliche Drath *cz* herab, und taucht unten bei *z* in eine Quecksilberrinne. Wird nun die Rinne mit dem einen, der Bügel mit dem andern Zuleiter eines Rheomotors in Verbindung gesetzt, und wird ein Hufeisenmagnet mit seinen beiden Polen *n* und *s* zu beiden Seiten der Rinne gelegt, so kommt der Drath in dauernde Oscillationen. Er wird nämlich vom Magneten abgestossen, bis er aus dem Quecksilber taucht, und indem er durch die demzufolge statthabende Unterbrechung des Stromes wieder zurückfällt, schliesst er den Strom abermals, wird wiederum abgestossen, und setzt so das begonnene Spiel fort. Bewegt sich der Strom im Drathe von unten nach oben und ist *n* der Nord- und *s* der Südpol des Magneten, so oscillirt der Drath zwischen den Stellungen *cz* und *ca*. Aendert sich dagegen die Stromesrichtung oder werden die Magnetpole vertauscht, so oscillirt der Drath zwischen den Lagen *cz* und *cb*.

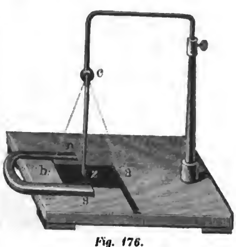


Fig. 176.

Hiernach erklärt sich leicht das Verhalten des unter dem Namen Barlow's Rad bekannten Instrumentes, welches in *Fig. 177* abgebildet ist. Ein metallener Bügel *c* theilt sich nach unten in zwei Arme, zwischen denen sich die metallene horizontale Axe eines sternförmig ausgeschnittenen metallenen Rades *r* möglichst leicht bewegt. Das Rad ist so beschaffen und so gestellt, das immer nur ein Zahn desselben in das Quecksilber einer darunter befindlichen Rinne *z* eintaucht. Wird nun Bügel und Rinne mit den beiden Polen eines Rheomotors in Verbindung gesetzt, und ein Hufeisenmagnet *ns* um die Rinne gelegt, so vermittelt der jedesmal eintauchende Zahn des Rades die Stromleitung und verhält sich wie der Drath im vorigen Versuche. Indem er selbst aber unter Einfluss des Magneten aus dem Quecksilber hinausgetrieben wird, taucht der nächste Zahn ein, um die Function seines Vorgängers zu übernehmen u. s. f., sodass eine dauernde Drehung des Rades entsteht, deren Sinn von der Stromesrichtung und der Lage der Magnetpole abhängt.

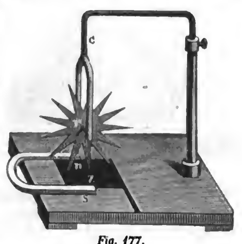


Fig. 177.

Barlow giebt noch eine aus der *Fig. 178* ersichtliche Abänderung seines Versuches an, welche trotz der überwiegenden Vortheile doch weniger in Gebrauch gekommen zu sein scheint. Hier werden in die mit den Quecksilberrinnen in Verbindung stehenden Näpfchen *c* und *z* die Poldräthe des Rheomotors gestellt, und in die Rinnen tauchen die beiden an derselben metallenen Axe befindlichen Sternräder *r* und *r'*, von denen jedes unter Einfluss eines

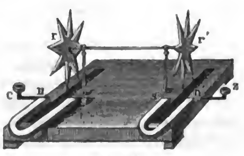


Fig. 178.

Hufeisenmagneten *ns* und *s'n'* steht. Jedes der Räder verhält sich wie das des vorigen Versuches und beide unterstützen sich in ihrer Bewegung, wenn die Magnetpole entgegengesetzt orientirt sind. Die hier beschriebenen Vorrichtungen Barlow's lassen sich auch mit Vortheil als Disjunctoren benutzen (§. 3, N. IV.).

II. Was die übrigen continuirlichen elektromagnetischen Rotationen durch Aenderung der Stromesrichtung betrifft, so kann es hier unmöglich der Zweck sein, dieselben erschöpfend zu behandeln, indem die meisten Versuche angestellt wurden, um den Elektromagnetismus technisch nutzbar zu machen. Vielmehr mögen an einzelnen Beispielen nur die verschiedenen Principe erörtert werden, die in Anwendung gebracht worden sind.

Zuerst versuchte man die Pole eines Elektromagneten durch Aenderung der Stromesrichtung wechseln zu lassen, wenn sie sich gegenüber den Polen eines permanenten oder eines Elektromagneten befinden, durch den sie angezogen, und nach dem Polwechsel wieder abgestossen werden. Die einfachste hierher gehörige Vorrichtung ist die von Ritchie [2] angegebene, welche *Fig. 179* darstellt. Zwischen den beiden Polen *n* und *s* eines Hufeisenmagneten lässt sich um die verticale Axe bei *x* ein Elektromagnet *ac* drehen. Die Drathenden des letztern tauchen in das Quecksilbergefäss *bdk*, welches durch die Scheidewand *bd* in zwei Hälften getheilt ist, und dessen vordere Hälfte den Strom durch einen in die Klemmschraube *k* zu befestigenden Poldrath des Rheomotors empfängt, während die hintere Hälfte denselben vermittelst einer ähnlichen Klemmschraube an den andern Poldrath wieder abgiebt. Wird nun so viel Quecksilber in beide Hälften des Gefässes gegossen, dass seine gewölbte Oberfläche etwas höher als die Scheidewand steht, ohne über dieselbe hinwegzufliessen, und sind die Drathenden des Elektromagneten gerade so lang, dass sie die Quecksilberoberfläche berühren, ohne durch die Scheidewand in der Bewegung gehemmt zu werden, dann wird die Stromleitung zwischen beiden Gefässabtheilungen nur durch den Drath des Elektromagneten vermittelt.



Fig. 179.

In der durch die Figur dargestellten Lage befinden sich die Drathenden gerade über der Scheidewand, der Strom ist also unterbrochen und der in *ac* befindliche Eisenkern unmagnetisch. Wird aber die Seite *a* des Elektromagneten etwas vor, und somit die Seite *c* hinter die Ebene der Figur gedreht, so wird der Kern magnetisch, und ist die Einrichtung so getroffen, dass dann *a* und *c* gleichnamige Polarität mit den benachbarten Polen *n* und *s* erhalten, so vollführt der Elektromagnet eine Viertelumdrehung infolge der resultirenden Abstossung, und eine weitere Viertelumdrehung infolge der nachmals überwiegenden Anziehung der ungleichnamigen Pole *a* und *s*, sowie *c* und *n*. Hat er in solcher Weise eine halbe Umdrehung vollführt, so treibt er durch Beharrung etwas über die stabile Gleichgewichtslage hinaus, wobei die Zuleitungsdräthe in die entgegengesetzten Hälften des Quecksilbergefässes kommen, und somit der Eisenkern entgegengesetzte Polarität erhält, also wieder abgestossen wird, um die andere Hälfte des Umlaufes u. s. f. zu vollführen. Es ist leicht zu sehen, dass die Rotationsrichtung die entgegengesetzte wird, wenn *k* mit dem Zinkpole statt mit dem Kupferpole

verbunden, oder wenn der Sinn der Spiralwindungen um *ac* der entgegengesetzte von dem hier angenommenen ist.

Eine grosse Anzahl von Abänderungen des hier dargestellten Princips ist entstanden, indem der permanente Magnet durch einen oder mehre im Kreise stehende Elektromagnete, und der einfache Elektromagnet ebenfalls durch mehre Elektromagnete von verschiedener Gestalt und Lage ersetzt wurde. Doch hat man das gewünschte Ziel, Nutzbarmachung der Kraft zu technischen Zwecken, nicht erreicht, vielmehr traten folgende wesentliche Hindernisse entgegen: Ist nämlich auch die elektromagnetische Kraft in unmittelbarer Nähe der Polflächen sehr stark, so nimmt sie doch, wie in §. 19, N. V. näher dargethan wurde, mit der Entfernung von denselben in bedeutenden Progressionen ab. Die Annäherung kann aber selbstredend nicht bis zur Berührung gebracht werden, wenn eine dauernde Bewegung erzielt werden soll. Ferner hat sich herausgestellt, dass die Elektromagnete nicht im Moment des Stromwechsels die entgegengesetzte Polarität in der ganzen Stärke annehmen, sondern dass dazu eine um so grössere Zeit nothwendig wird, je grösser die zu magnetisirende Eisenmasse ist. Dazu kommt, dass die aus der Abstossung gleichnamiger Pole hervorgehende Beschleunigung ungleich geringer ist, als die aus der Anziehung ungleichnamiger Pole hervorgehende, indem die entgegengesetzt magnetisirenden Kräfte eine Hervorrufung der Polarität im weichen Eisen um so weniger bewirken, je näher die Pole einander gebracht werden. Endlich wird die elektromagnetische Kraft noch besonders dadurch beeinträchtigt, dass, wie der nächste Abschnitt zeigen wird, eine jede Ursache, welche eine Verstärkung des Magnetismus im weichen Eisen hervorrufen soll, gleichzeitig einen Strom erregt, welcher der beabsichtigten Verstärkung entgegenwirkt. Da nun aber diese hemmenden Inductionsströme den ursprünglichen Strom in seiner ganzen Ausdehnung, also auch innerhalb des Rheomotors, schwächen, so vermindern sie in gleichem Maasse den Stoffumsatz wie den Nutzeffect, sodass durch dieselben nicht, wie infolge der erstbezeichneten Hindernisse, eine unnöthige Stoffconsumtion bewirkt, sondern nur einer beliebigen Kraftvermehrung eine Grenze gesetzt wird.

III. Um namentlich den zweiten, von der trägen Magnetisirungsfähigkeit des Eisens hergenommenen Uebelstand zu beseitigen, construirte Stöhrer [3] einen Rotationsapparat, welcher in seinen wesentlichsten Theilen in *Fig. 180* (Seite 312) wiedergegeben ist, und mit dem er bezweckt, einen Elektromagneten mit stets gleichgerichteter Polarität durch die Kraft einer multiplicatorartig umgebenden Spirale dadurch in Drehung zu versetzen, dass blos in der letztern der Strom zu geeigneten Zeiten gewechselt wird. Es stellt *d* den Elektromagneten dar, welcher mit einer horizontalen bei *a* durch eine Spitze gehaltenen Axe drehbar ist. Der Magnet rotirt innerhalb des Rahmens *cb*, auf welchem die Multiplicatorwindungen liegen, in denen der Strom wechselt. Unter allen Umständen strebt nämlich die Spirale den Magneten senkrecht zu ihren Windungen zu stellen, also im vorliegenden Falle senkrecht zur Ebene *cb*. Hat nun der Strom in der Spirale eine solche Richtung, dass sie das jetzt verdeckte Ende des Magneten nach oben, das Ende *d* aber nach unten zu bringen strebt, so wird der Magnet eine dem entsprechende Drehung annehmen. Wird aber in dem Momente, wo dieses Ziel erreicht ist, dem Strom in der Spirale die entgegengesetzte Richtung ertheilt, so kann der Magnet nicht in Ruhe bleiben, sondern fährt in der angenommenen Richtung fort, sich der von neuem angewiesenen Gleichgewichtslage zuzubewegen, und hat er diese erreicht, so muss abermals der Strom in der Spirale gewendet werden, um den Magneten zur dritten halben Umdrehung zu zwingen u. s. f. Um aber in der Magnetisirungsspirale den Strom stets gleichgerichtet zu erhalten, in der Multiplicatorspirale dagegen ihm bei jeder halben Umdrehung des Magneten die entgegengesetzte Richtung zu ertheilen, dienen die Federn 1, 2, 3, 4, 5, und die auf der Drehungsaxe angebrachten Stromwender,

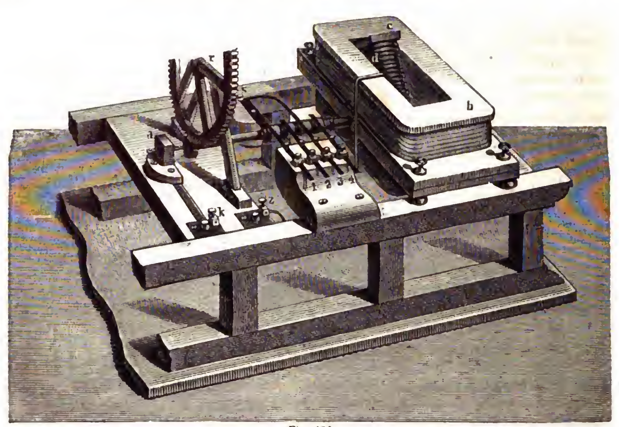


Fig. 180.

sowie die Klemmschrauben *k* und *z*. Verbindet man z. B. *k* mit dem positiven Pol einer galvanischen Säule, so geht der Strom durch einen Blechstreifen nach dem Spitzenlager *a* und von da durch die metallene Rotationsaxe zum Magneten. An diesem ist das innere Ende der Magnetisirungsspirale festgelöthet; der Strom durchläuft dieselbe, tritt dann vermittelst des Commutators in die Multiplicatorspirale und beendet seinen Umlauf in der Klemmschraube *z*, um zur Säule zurückzukehren. Der Commutator ist in *Fig. 181* vergrössert dargestellt. Die Federn 1, 2, 3, 4, 5 entsprechen den gleichbezeichneten Federn der vorigen Zeichnung. Nun steckt auf der Drehungsaxe eine Hülse von Holz oder Elfenbein, und auf dieser sind die mit den Metallscheiben *e*, *f*, *g*, *h*, *i* versehenen Metallhülsen befestigt. Das äussere Ende der Magnetisirungsspirale ist durch *l* dargestellt und führt nach der Hülse mit der Scheibe *i*. Auf dieser schleift die Feder 4, welche mit der Feder 3 in leitender Verbindung steht, und diese hinwiederum überliefert den Strom auf die Scheiben *h* und *g*, welche an derselben Metallhülse sich befinden. Die letztere Scheibe ist aber zur einen Hälfte abgeschnitten und correspondirt mit der Halbscheibe *f*, von der sie jedoch durch eine hier schwarz angedeutete isolirende Masse getrennt ist. Der Strom muss also, wenn die Axe die Lage der Figur hat, auf die Feder 2 übertreten, welche mit dem einen Ende der Multiplicatorspirale leitend verbunden ist. Das andere Ende der letztern führt zur Feder 5, zu der jetzt der Strom übertritt, und da diese auf der Halbscheibe *f* schleift, und *f* und *e* auf derselben Metallhülse stehen, so geht der Strom auf diesem Wege zur Feder 1 und endlich durch eine beliebige Leitung zur Klemmschraube *z*. Haben nun aber die Scheiben mit der Axe eine halbe Drehung vollendet, so schleift die Feder 2 auf der Halbscheibe *f* und die Feder 5 auf der Halbscheibe *g*.

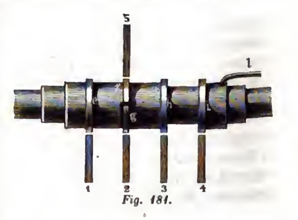


Fig. 181.

Der von *h* kommende Strom wird also der Feder 5 überliefert und muss nun den Multiplicatordrath in entgegengesetzter Richtung durchlaufen, um vermittelst der Feder 2 und der Halbscheibe *f* über *e* und 1 nach *z* zu gelangen. (Die Federn 3 und 4 dürften wohl überflüssig werden, wenn das Ende *l* der Magnetisirungsspirale unmittelbar auf der Hülse *gh* befestigt würde.) Auf der Rotationsaxe ist endlich noch ein Triebrad befestigt, welches in das Kammrad *r* eingreift. Ausser einem später zu erwähnenden Nutzen hat diese Vorrichtung noch den Zweck, durch Aufwinden eines Gewichtes auf die Axe des Rades den Nutzeffect der Maschine zu messen.

Wird nun auch durch Stöhrer's Apparat der oben angeführte Zweck vollkommen erreicht, so tritt doch noch immer der Uebelstand in grossem Maasse hervor, dass während eines beträchtlichen Theiles vom ganzen Umlaufe derselbe Strom benutzt wird, um gleichzeitig den beweglichen Eisenkern zu magnetisiren und zu entmagnetisiren. Denn der in der Multiplicatorspirale kreisende Strom wirkt nicht allein bewegend, sondern auch magnetisirend auf den Eisenkern, und somit leuchtet ein, dass jedesmal bei und nach dem Umlegen des Stromes, wo Magnetisirungs- und Multiplicatorspirale in entgegengesetztem Sinne durchflossen werden, beide ihre Wirkung gegenseitig aufheben müssen.

IV. Alle genannten Uebelstände mit Ausnahme des von den Inductionsströmen herrührenden sind nun bei denjenigen oscillirenden Apparaten aufgehoben, welche nach dem in §. 18 behandelten Principe der Anziehung zwischen Eisencylinder und conaxialer Spirale construirt wurden. Namentlich gehören hierher die grossartigen Versuche von Page [4], bei denen ein Nutzeffect von mehr als 6 Pferdekräften erzielt wurde. Eine technische Ausbeute der Kraft scheint jedoch, wie zu erwarten war, an dem Kostenpunkte gescheitert zu sein, sodass auch diese Versuche nur das Interesse von physikalischen Curiositäten übrig lassen. Als solche rühmt ferner Plücker [5] zwei von Herrn Mechanikus Fessel in Köln construirte Modelle, das eine mit feststehenden, das andere mit oscillirenden Spiralen, analog den Dampfmaschinen mit feststehenden und oscillirenden Cylindern. Ein weiteres Eingehen ist aber hier um so weniger gestattet, als das besagte Princip noch nicht einmal zu unmittelbaren Rotationen verwendet worden ist, sondern diese vielmehr erst durch Uebertragung der oscillirenden Bewegung mittels Krummzapfen in den secundären Apparatentheilen erzielt werden.

[1] Barlow. *On magnetic attractions and on the laws of terrestrial and electromagnetism.* 2. edition. London 1823. p. 279—282.
[2] Ritchie. *Sturgeon's *Ann. of El.* 1, 113. (Jan. 1837.)
[3] Stöhrer. *Pogg. Ann. 69, 81. (1846.)
[4] Page. Zusammenstellung der hierhergehörigen Abhandlungen in *Krönig's Journal für Physik u. s. w. des Auslandes. Bd. 1. S. 233 bis 249 (1851); und *Silliman Am. Journ.* [2.] Vol. 10. p. 344. (3. Aug. 1850); p. 349; p. 473.
[5] Plücker über die Rotationsapparate des Herrn Fessel in *Pogg. Ann. 83, 463. (1851.)

§. 31. Elektrodynamische Rotationen.

Schon einmal führte der Gang der Untersuchung auf continuirliche Rotationen begrenzter galvanischer Ströme unter Einfluss unbegrenzter oder geschlossener Ströme. Wir wollen diese Rotationen elektrodynamische nennen, zum Unterschiede von den im Vorgehenden behandelten elektromagnetischen. In §. 23 wurde nämlich gezeigt, dass ein von einem galvanischen Strome durchflossenes Drathstück, welches um eines seiner Enden sich drehen kann und mit dem andern in eine den Strom vermittelnde Flüssigkeit taucht, stets in continuirliche Rotationen versetzt wird, wenn man ihm in der Ebene seiner Bewegung und

ausserhalb des von ihm umschriebenen Kreises entweder einen unbegrenzten geradlinigen, oder einen im Kreise geschlossenen Strom darbietet. Die Erklärung wurde aus dem Princip abgeleitet, dass begrenzte Ströme, welche von einem unbegrenzten Strome fortfliessen, einen Bewegungsantrieb in der Richtung des letztern erhalten, dass aber der Bewegungsantrieb dieser Richtung entgegengeht, wenn der begrenzte Strom gegen den unbegrenzten hinfliesst. — Die Umkehr dieser Erscheinungen wird man erhalten, wenn man den begrenzten Strom unbeweglich macht und etwa einen geschlossenen Kreisstrom um das eine Ende des erstern beweglich aufhängt. Stellt nämlich in *Fig. 182* ab den begrenzten Strom, und bcd den umgebenden geschlossenen Kreisstrom dar, und sind ihre Richtungen durch die beigezeichneten ungefiederten Pfeile gegeben, ist ferner der erstere fest, der andere aber um den Mittelpunkt a beweglich, so wird letzterer im Sinne des gefiederten Pfeiles von b nach c rotiren. Wie leicht zu sehen ist, wird nun am Sinne der Rotation nichts geändert, wenn statt eines begrenzten Stromes deren beliebig viele nach Art der punktirten Linien sich vom Centrum nach der Peripherie bewegen; vielmehr wird dadurch das Rotationsmoment nur vergrössert. Wie aber nun, wenn der geschlossene Stromkreis in seiner Ebene vollkommen frei beweglich ist, und wenn das Centrum, nach welchem die begrenzten Ströme convergiren, wie in *Fig. 183* eine beliebige Lage, etwa die von p, hat? Es lässt sich schon nach der Analogie entnehmen, dass unter diesen Umständen der Kreisstrom einen Bewegungsantrieb erhalten wird, infolge dessen er um das neue Centrum p rotirt. Exacter ergiebt sich dieses aber durch Betrachtung der Wirkungsweise zweier von Strömen durchflossener symmetrisch gegen die Linie pa gelegener Sehnen cb und $c'b'$. Der Strom cb stösst nämlich das Stromsegment bec zurück, weil in beiden die Ströme nach entgegengesetzter Richtung fliessen, und zieht den übrigen Theil des Stromkreises cdb an, weil in beiden die Ströme nach gleicher Richtung fliessen. Beide Wirkungen addiren sich, und die daraus hervorgehende Kraft muss durch den Mittelpunkt des Kreises und durch die Mitte der Sehne gehen, also die Richtung am haben. Ingleichen übt der Strom $c'b'$ Anziehung auf das Segment $c'db'$ und Abstossung auf den Rest des Kreisstromes $b'ec'$, und die Summe dieser Kräfte muss wiederum durch den Mittelpunkt des Kreises und die Mitte der Sehne $c'b'$ gehen, also die gegen am symmetrische Lage an haben. Da nun beide durch a gehenden Kräfte, wie ersichtlich, auch gleiche Grösse haben, so muss die daraus entstehende Resultante ar senkrecht auf der Linie pa stehen. In Betracht aber alle in der Richtung der Kreissehnen möglichen Ströme sich wie die betrachteten paarweise zusammenlegen lassen, fällt nothwendigerweise die Resultante aus den Wirkungen aller mit der Richtung von ar zusammen. Hieraus geht aber hervor, dass der geschlossene Kreisstrom sich um das Centrum p in der Richtung ar bewegen muss, so weit überhaupt die hier gegebenen Bedingungen eingehalten werden

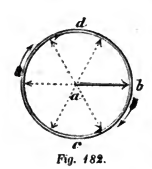


Fig. 182.

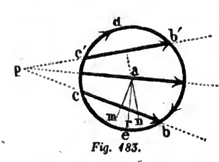


Fig. 183.

können, so lange nämlich die in den Sehnen sich bewegenden Ströme nur innerhalb des Kreises liegen.

Die so zur Bedingung gemachte experimentelle Schwierigkeit ist jedoch noch nicht überwunden worden; vielmehr hat sich ein indirectes Mittel dargeboten, die Richtigkeit des Gesagten zu prüfen. Schon Oersted hat nämlich nachgewiesen, dass die Wirkung eines Stromes nach allen Richtungen dieselbe bleibt, und das wird auch für den Kreisstrom insofern der Fall sein, als die Summe seiner gegen das Centrum gerichteten Wirkungen gleich ist der Summe aller von dem Centrum abseits gerichteten. Lässt man demzufolge die gegen p convergirenden begrenzten Ströme die Peripherie des Kreisstromes überschreiten — etwa dadurch, dass man den einen Poldrath einer Säule im Mittelpunkt einer kreisförmigen Quecksilberoberfläche eintaucht, und den andern mit der Peripherie derselben in Verbindung setzt, während der Kreisstrom leicht beweglich sich unmittelbar über und excentrisch zu der Quecksilberfläche befindet — dann wird man beobachten, dass er keine Tendenz zur Bewegung hat. Würde er sich nämlich infolge der innern Ströme in dem Sinne ar bewegen, so treiben ihn die äussern mit gleicher Kraft nach entgegengesetzter Richtung. Beseitigt man aber endlich die innern Ströme dadurch, dass man einen isolirenden Cylinder mit dem Kreisstrom in feste Verbindung bringt und diesen in das Quecksilber eintauchen lässt, dann rotirt der Kreisstrom wirklich und zwar infolge der äussern Ströme, in der ar entgegengesetzten Richtung.

Ausser den soweit betrachteten elektrodynamischen Rotationen bei constanter Stromesrichtung liegen auch Versuche vor, solche durch Veränderung der Stromesrichtung im rotirenden Antheile zu bewirken. Die hierzu in Anwendung gekommenen mechanischen Kunstgriffe sind ganz dieselben, wie die bei den analogen elektromagnetischen Rotationen gebrauchten. Doch sind diese Versuche nicht sehr vervielfältigt worden, eben weil eine Nutzbarmachung wegen der Geringfügigkeit der elektrodynamischen Kräfte voraussichtlich nicht erzielt werden kann.

I. Schon in §. 23, N. V. wurden Vorrichtungen angegeben, die dazu dienen, einen begrenzten Leiter um eines seiner Enden in horizontaler Ebene unter Einfluss eines unbegrenzten geraden oder eines Kreisstromes in Rotation zu versetzen, wenn letztere ausserhalb desjenigen Kreises liegen, der von dem äussersten Ende des begrenzten Leiters beschrieben wird. Ebenso war der Apparat der dortigen *Fig. 141* auf Seite 213 geeignet, die Drehung eines der verticalen Drehungsaxe parallelen begrenzten Leiters unter Einfluss eines Kreisstromes darzustellen, welcher den von demselben umschriebenen Cylinder umgiebt. Es verdient hier nur hinzugefügt zu werden, dass man nach Ampère's [1] Vorgange zur Erreichung des letztern Zweckes sich mit Vortheil auch des in *Fig. 160* auf Seite 294 dargestellten Apparates bedienen kann. Zu dem Ende wird eine aus Kupferband und Seide im Wechsel aufgewundene flache Spirale, wie *Fig. 184* eine solche darstellt, um den äussern Umfang des dortigen Gefässes ac gelegt, sodass die umgeschlagenen Enden der Spirale in die Quecksilbernäpfchen s'' und s''' passen. Werden alsdann die Poldräthe einer Säule in die Näpfchen s und s''' getaucht und ist das Metallgefäss ac mit gesäuertem Wasser gefüllt, so rotirt der Einsatz $ronr'$. Der Sinn der Rotation hängt davon ab, ob der



Fig. 184.

Strom in den Dräthen *ro* und *r''n* aufwärts oder abwärts steigt, und von der Richtung, welche er in der Spirale hat. Immer geschieht die Rotation dem Strom in der Spirale entgegen, wenn er in den Dräthen *ro* und *r''n* abwärts fliesst, sie geschieht aber in der Richtung jenes Stromes, wenn er in letzteren aufwärts fliesst. Die absolute Rotationsrichtung bleibt dieselbe, wenn man die Poldräthe der Säule in den Näpfchen *s* und *s'''* vertauscht, indem dann sowohl in den Dräthen wie in der Spirale der Strom umgekehrt wird; dagegen ändert sich jene Richtung, wenn die Spirale in ihrer Ebene um 180° gedreht wird, sodass ihr inneres Ende in das Näpfchen *s*, das äussere in das Näpfchen *s'''* taucht, weil jetzt der Strom in den Dräthen derselbe bleibt, in der Spirale aber im entgegengesetzten Sinne fliesst.

II. Bei der bisher beschriebenen Einrichtung des Apparates ist ein Einfluss des Erdmagnetismus, sowie der innerhalb der Flüssigkeit sich vom Gefässrande nach dem beweglichen Ringe verbreitenden Ströme auf die Drehung durch die Symmetrie des beweglichen Antheiles vermieden. Wird aber statt des bis dahin benutzten beweglichen Antheiles der in *Fig. 185* dargestellte Ring in das Gefäss *ac* (der *Fig. 160* auf Seite 294) eingehangen, so lässt sich auch ohne Anwendung der umgebenden Spirale eine continuirliche Rotation erzielen. Der hier gegebene bewegliche Antheil unterscheidet sich nämlich von dem gleichbezeichneten in *Fig. 160* nur dadurch, dass der metallene Ring zwischen *rp* und die metallenen Träger bei *n* durch einen Nichtleiter unterbrochen sind. Alle zwischen dem äussern Gefässe und dem Ringe *rr'p* senkrecht auf letztern gerichteten Stromverzweigungen müssen also, beim Ringe angekommen, sich in der Richtung desselben weiter bewegen, um zu dem Ueberleiter *ros'* nach dem Träger *s's* zu gelangen. Demzufolge werden aber alle Stromverzweigungen einen Winkel wie etwa *hie* bilden, in welchem — die Stromesrichtung mag sein welche sie wolle — ein Antheil dem Scheitelpunkt *i* zufliesst, der andere sich von demselben fortbewegt, und somit ist wiederum die Bedingung zu einer continuirlichen Rotation gegeben. Beide Stromtheile stossen sich nämlich in der gegen die Peripherie des Ringes geneigten Richtung *he* ab; der Ring muss also im Sinne *pr'r* rotiren.

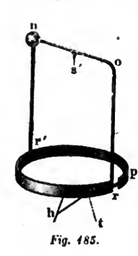


Fig. 185.

Zu diesem Versuche ist ein möglichst starker Strom erforderlich, weniger deswegen, weil die bis jetzt zur Sprache gebrachte Wechselwirkung an sich zu gering wäre, als deswegen, weil der Einfluss des Erdmagnetismus bei schwachem Strome leicht eine entgegengesetzte Drehung hervorbringen kann, was bei einem starken Strome nicht der Fall ist. Der Erdmagnetismus wirkt nämlich auf den gegen seine Richtung unsymmetrisch gelegenen Leiter *ros'* theils richtend, theils drehend. Die Kraft, mit welcher dieses geschieht, ist aber nothwendigerweise der Stromstärke einfach proportional. Dahingegen ist die von dem Strom auf den Ring ausgeübte Kraft proportional dem Quadrate der Stromstärke; denn sie hängt sowohl ab von der Stärke der Ströme in der Flüssigkeit, als auch von der der Ströme in dem Ringe. Unverkennbar wird aber demzufolge die erstere Kraft um so leichter überwogen, je energischer die Ströme wirken.

Der letzte Versuch ist gleich dem vorhergehenden von Ampère [2] angegeben worden.

III. Wiederum war es Ampère [3], der die Rotation eines Magneten unter Einfluss eines Leiters in folgender Weise auf elektrodynamischem Wege nachbildete. Er bediente sich des in *Fig. 186* dargestellten Apparates, bestehend aus dem kreisförmigen Kupferdrath *et ft'*, dessen beide Enden, ohne sich metallisch zu berühren, auf der Strecke *ep* um einander gewunden werden, und von denen eines alsdann

nach oben in das Zuleitungsnäpfchen *s* führt, während das andere nach unten gebogen ist und in ein weites mit Quecksilber gefülltes Gefäss taucht. Die ganze

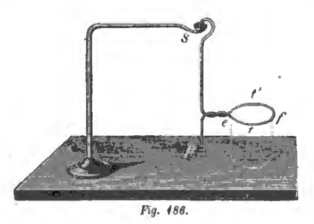


Fig. 186.

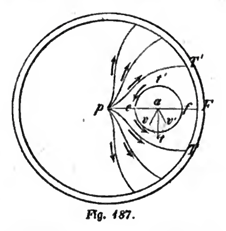


Fig. 187.

Vorrichtung ist auf einer Spitze in dem Näpfchen *s* möglichst leicht beweglich, und wird von einem galvanischen Strome durchflossen, den einerseits der zu *s* führende metallene Ständer, andererseits die Peripherie der Quecksilberoberfläche im untergesetzten Gefässe vermittelt. Wird überdem noch durch die Schlinge des Drathes ein in der Figur punktirt angedeuteter Cylinder von isolirender Substanz bis unter die Quecksilberoberfläche geführt, so kommt der Apparat um die Axe *sp* zum Rotiren, bis sich der Träger des Näpfchens *s* als mechanisches Hinderniss entgegenstellt.

Die hier statthabende Bewegung erklärt sich durch das Princip der Anziehung gleichgerichteter und der Abstossung entgegengesetzt gerichteter paralleler Ströme. Stellt nämlich der Kreis um p in *Fig. 187* den von oben gesehenen Umfang des Quecksilbers dar und tritt der Strom in der Mitte p desselben ein, so verbreitet er sich in der Richtung der Pfeile etwa in den Linien pT pT'... über die Oberfläche hinweg, um an dem Umfange wieder auszutreten. Ferner bedeute der kleine Kreis um a die Projection des gleichbezeichneten Kreisleiters der vorigen Figur, in welchem der Strom die Richtung $etft'$ haben mag. Nun ziehen die Ströme der Quecksilberoberfläche auf der Seite pT die Hälfte etf des Kreisleiters an und stossen die Hälfte $ft'e$ ab, erstere weil in ihr der Strom in gleicher, letztere weil er daselbst in einer ihnen entgegengesetzten Richtung fliesst. Die Abstossung ist jedoch wegen der grössern Entfernung geringer als die Anziehung, und der Ueberschuss der letztern werde durch die Länge und Richtung der Linie av dargestellt. Ebenso üben die Ströme der Quecksilberoberfläche auf der Seite pT' Abstossung auf die Kreishälfte $ft'e$ und Anziehung auf die Hälfte etf. Der Ueberschuss der erstern über die letztere Kraft werde durch die Linie av' in Grösse und Richtung dargestellt. Nun lassen sich beide Kräfte av und av' zu einer einzigen Mittelkraft at zusammensetzen, welcher der Kreisstrom folgen muss. Diese Mittelkraft steht wegen der Symmetrie der Einzelkräfte zum Halbmesser pT nothwendigerweise senkrecht zu demselben und geht durch den Mittelpunkt a des Kreisleiters; demzufolge wird aber der letztere (abgesehen von der Centrifugalkraft), auch wenn er nicht in fester Verbindung mit der Drehungsaxe stände, in dem einmal gegebenen Abstand ap von derselben beharren, ohne um seinen eigenen Mittelpunkt zu rotiren.

Die hier bezeichneten Umstände finden stets statt, wenn dem Strom auf der Quecksilberoberfläche der Durchgang durch den Raum $etft'$ durch einen mit den Kreisleiter verbundenen Nichtleiter verwehrt wird. Ist dieses jedoch in Ermangelung desselben nicht der Fall, dann üben die innerhalb des Raumes $etft'$ sich bewegenden Ströme, wie z. B. pF, den entgegengesetzten Einfluss von den äussern aus. Durch sie wird nämlich die Stromhälfte etf angezogen und die Hälfte $ft'e$ abgestossen, sodass beide Einzelkräfte mit ihrer Summe den Kreisstrom in entgegengesetzter

Richtung von at treiben. Nun lehrt aber der Versuch, dass wenn der isolirende Einsatz fehlt, der Kreisstrom keine Tendenz zum Rotiren zeigt, woraus hervorgeht, dass die Wirkung der innerhalb des Kreisstromes sich verbreitenden Ströme derjenigen gleich ist, welche die äussern Ströme auf denselben Kreisstrom ausüben. — Statt des mit dem Kreisstrome verbundenen Isolators müsste eine leitende Substanz von derselben Form — etwa ein in den Ring $etft'$ geschobener und nur mit der Quecksilbermasse, nicht aber mit jenem in metallischer Berührung stehender Blechcylinder — dieselbe Wirkung haben. Durch einen solchen würden zwar die innerhalb von $etft'$ sich verbreitenden Ströme nicht unterbrochen, sie würden aber der Bewegung nicht entgegenstehen können, weil sie mit dem Kreisstrome zu einem festen Systeme verbunden sind, und somit ihre Wirkung auf diesen durch seine Gegenwirkung unmittelbar aufgehoben wird.

IV. So lange die bei den elektrodynamischen Rotationen wirksamen geschlossenen Ströme in einer Ebene liegen, oder wenigstens als in einer Ebene liegend angesehen werden können, sind die bisher in Anwendung gekommenen Beziehungen zwischen Winkelströmen und parallelen Strömen zur Erklärung der Erscheinungen ausreichend. Anders verhält es sich aber, wenn die geschlossenen Stromsysteme in merklich verschiedenen Ebenen liegen, wie es bei den Rotationen unter Einfluss eines elektrodynamischen Cylinders der Fall ist. Besondere Experimentaluntersuchungen über diese Specialität scheinen nicht veröffentlicht worden zu sein; vielmehr finden sich nur wiederholte Andeutungen, dass die anderweit gewonnene Ueberzeugung von der Analogie zwischen elektrodynamischem Cylinder und Magnet, auch für die Rotationen sich bestätigt hat. Namentlich sind es aber die Rotationen von Flüssigkeiten, welche nach POGGENDORFF's [4] Behauptung ganz dem durch das Schema der *Fig. 175* auf Seite 305 dargestellten Verhalten gehorchen, wenn statt des dortigen Magneten sn ein elektrodynamischer Cylinder substituirt wird. Nur der einzige Unterschied wäre zu bemerken, dass bei letzterem die Pole in die Endwindungen fallen, während die Pole eines Magneten beträchtlich von dessen Enden abstehen. Bezeichnet nun der Pfeil bei a in der citirten Figur die Richtung der Ströme, wenn in s der Südpol und in n der Nordpol der substituirten galvanischen Spirale liegt, und bewegen sich die Ströme in der Flüssigkeitsoberfläche wie dort von der Peripherie nach dem Centrum, dann ist die Richtung der Rotation in den Lagen zwischen III. und IV. allerdings normal und entsprechend dem in N. I. und II. herangezogenen Principe, welchem zufolge die Rotation der in der Spirale statthabenden Stromesrichtung entgegengeht. Um so auffallender ist es jedoch, wenn die Rotationsrichtung in den Lagen I. und VI. die umgekehrte wird von der durch jene Regel bestimmten. Eine oberflächliche Erklärung davon ergiebt sich, wenn man bedenkt, dass der Einfluss der hohlen Seite der Spirale auf die durchströmte Flüssigkeit immer überwiegender wird über den der erhabenen Seite, je weiter die Spiralwindungen von der rotirenden Flüssigkeit abstehen. Eine nähere Erklärung findet sich jedoch, soweit man wenigstens den elektrodynamischen Cylinder als ein Solenoid betrachten kann, durch den Vergleich der Formel für die Wechselwirkung eines Magnetpoles mit einem Stromelemente, welche in Gleichung 1) des §. 29, N. VII. zu Grunde gelegt wurde, und der für die Wechselwirkung eines Solenoids mit einem Stromelemente, wie sie in §. 28, N. III. Gleichung 8) aufgestellt worden war. Beide Formeln sagen nämlich gleichmässig aus, dass die Wechselwirkung direct proportional sei dem Sinus desjenigen Winkels, welchen die Richtung des Stromelementes mit der Verbindungslinie zwischen seiner Mitte und dem Pole des Magneten oder des Solenoides bildet, und dass sie umgekehrt proportional sei dem Quadrate des Abstandes beider von einander. Ist aber dieses der Fall, so braucht nur die in §. 29, N. VII. gegebene Entwickelung wiederholt zu werden, um die gleichen Rotationserscheinungen für das Solenoid und für den Magneten nachzuweisen.

V. Immerhin ist bei der in voriger Nummer herangezogenen Formel für die Wirkung des Solenoids auf die im Innern desselben thätige Kraft keine Rücksicht genommen. Die zu ziehenden Schlüsse gelten also nur so lange, als sich der bewegliche Strom ganz ausserhalb vom Spiralstrom befindet. Verlängert man aber das äquatoriale Ende des ersteren bis zur Axe des Spiralstromes, so tritt das ein, was in §. 29, N. VII. 5. für den Magneten behauptet wurde, der bewegliche Strom kommt nämlich nicht zur Rotation. AMPÈRE[5] giebt den in *Fig. 188* dargestellten Versuch an, um dieses zu zeigen. Es wird nämlich das eine Ende *k* einer vertical stehenden galvanischen Spirale mit einem Pol eines Rheomotors in Verbindung gesetzt. Das andere Ende derselben führt zu dem Quecksilbernäpfchen *t*, auf dessen Boden der im Rechteck gebogene bewegliche Leiter *ab ab'* mittels einer Spitze balancirt. In der Mitte der Seite *bb'* des letztern ist ein Drath angelöthet, der in der Axe der Spirale vertical nach unten führt und mit dem letzten Ende das Quecksilber in einem darunter stehenden Näpfchen *z* berührt, das mit dem andern Pole des Rheomotors in Verbindung steht. Der Strom bewegt sich nun von *k* in der Spirale aufwärts nach *t*, verbreitet sich dann über die beiden Seiten des Rechtecks nach *a* und *a'*, geht in beiden Theilen *ab* und *a'b'* desselben abwärts, um sich in dem axialen Drathe wieder zu vereinigen und über *z* zu seiner Quelle zurückzukehren. Befindet sich nun die Ein- und Austrittsstelle des Stromes in das Rechteck genau in der Axe der Spirale, so ist dasselbe in allen Lagen im Gleichgewicht; ist das aber nicht vollkommen erfüllt, dann bewegt sich das Rechteck wenigstens einer stabilen Gleichgewichtslage zu, ohne jedoch eine Tendenz zum Rotiren zu zeigen. Dieser Versuch ist somit wie der in N. III. ein abermaliger Beweis des Satzes, dass die Summe der Wirkungen innerhalb eines geschlossenen Stromsystemes gleich derjenigen ist, welche von diesem nach aussen ausgeübt werden, oder des allgemeinern Satzes, dass die Wirkung eines Stromes nach allen Seiten desselben gleich ist.

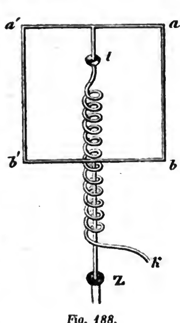


Fig. 188.

VI. RITCHIE[6] gab eine Vorrichtung an, durch welche man im Stande ist, elektrodynamische Rotationen mittels beständigen Stromwechsels im rotirenden Theile zu erzielen. Der Apparat ist in *Fig. 189* dargestellt. In der Mitte eines Brettes erhebt sich eine Säule, die dazu dient, einen mehrfach im Kreise gewundenen, mit Seide umsponnenen Kupferdrath *gh* auf ihrem obern Ende *s* beweglich zu stützen. Unten ist der bewegliche Kreisdrath so um die Säule herumgebogen, dass er dieselbe nicht berührt. Den Fuss der Säule umgiebt eine Rinne *adb*, welche durch zwei einander gegenüberstehende Scheidewände bei *d* und bei *a* in zwei Hälften getheilt ist und soweit mit Quecksilber gefüllt wird, dass dieses mit den erhabenen Rändern über die Scheidewände hinwegragt, ohne sie zu überfliessen. Die beiden Enden des beweglichen Kreisdrathes werden soweit senkrecht abwärts geführt, dass sie die Quecksilberoberfläche gerade berühren und sich, ohne anzustossen, über die Scheidewände hinwegbewegen können. In der Richtung der Scheidewände und in verticaler Ebene ist endlich ein ebenfalls aus mehreren von einander isolirten Kupferdrathwindungen bestehender Kreis auf dem Bodenbrette befestigt, dessen eines

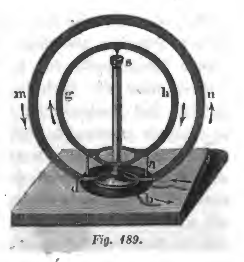


Fig. 189.

Ende mit einer Hälfte der Rinne communicirt, während das andere Ende mit einem Pole und die andere Hälfte der Rinne mit dem andern Pole eines Rheomotors in Verbindung gesetzt wird. Angenommen nun, der Strom trete über *b* in den Drath des äussern Kreises ein, so bewegt er sich in demselben in der Richtung der Pfeile über *n* und *m* nach *d*, um daselbst in die hintere Hälfte der Rinne zu gelangen. Berührt nun das linke Drathende des innern Kreises die Quecksilberoberfläche in der hintern Hälfte der Rinne, so geht in diesem der Strom aufwärts und bewegt sich über *g* und *h*, um durch das rechte Ende in die vordere Hälfte der Rinne überzugehen, welche durch den Verbindungsdrath unter *b* den Strom zum Rheomotor wieder zurückführt. In beiden Kreisen haben nun die Ströme eine entgegengesetzte Richtung; der innere wird also infolge der daraus hervorgehenden Abstossung sich um 180° drehen, sodass der aufwärts gehende Strom bei *g* gegenüber dem ebenfalls aufwärts gehenden bei *n*, und der abwärts gehende Strom bei *h* gegenüber dem ebenfalls abwärts gehenden bei *m* anlangt. Durch die dem Drathe innewohnende Bewegung überschreitet er jedoch die stabile Gleichgewichtslage, und gleichzeitig überschreiten seine beiden Enden die Scheidewände. Dadurch wird aber in ihm die Stromesrichtung umgekehrt, also das Schema der Figur wieder herstellt und somit muss der Drath fortfahren, sich in der angenommenen Rotationsrichtung weiter zu bewegen, um das begonnene Spiel abermals und weiter fortzusetzen.

[1] AMPÈRE. **Ann. de chim. et de phys.* 20, 60. (1822.) *Gilb. Ann. 72, 257. (1822.)
[2] AMPÈRE. **Théorie etc.* p. 47. Ursprünglich hatte AMPÈRE eine flache in horizontaler Ebene liegende archimedische Spirale von Kupferdrath statt des unterbrochenen Ringes *rr'* in *Fig. 185* angewendet. Vergleiche hierüber das obige Citat unter N. 1.
[3] AMPÈRE. **Théorie etc.* p. 167, sowie Citat unter N. 1.
[4] POGGENDORFF. *Pogg. Ann. 77, 1. (1849.)
[5] AMPÈRE. *Lettre à M.* GERHARDI; *Paris 16 août 1825.* **Ann. de chim. et de phys.* 29, 373. (1825.)
[6] RITCHIE. *Pogg. Ann. 31, 206. (1834.); aus *Philos. Magaz.* [3.] 4, 13.

§. 32. Wirkung des Erdmagnetismus auf galvanische Ströme.

Noch ist es nöthig, auf die Erscheinungen der Wechselwirkung zwischen einem galvanischen Strom und dem Erdmagnetismus einen Blick zu werfen. Lassen sich dieselben auch auf die in der ersten Abtheilung, sowie in den zunächst vorangehenden Paragraphen gewonnenen Anschauungen zurückführen, so bieten sie doch ein besonderes Interesse um deswillen dar, weil hier die Mittelpunkte der magnetischen Wirkung unendlich weit von den Leitern des galvanischen Stromes abstehen, während bisher nur die Einflüsse von endlich entfernten Magnetpolen ins Auge gefasst worden waren. Dabei muss festgehalten werden, dass die Richtung der erdmagnetischen Kraft die der Neigungsnadel am Orte der Beobachtung ist, und dass am Nordpole der Erde südmagnetische, am Südpole nordmagnetische Kraft auftritt.

Betrachten wir nun zunächst einen in horizontaler Ebene freibeweglichen geraden Leiter, so wird derselbe, welche Richtung der in ihm thätige Strom auch haben mag, stets senkrecht zu seiner Längsausdehnung auszuweichen streben, und zwar, wenn man sich im Strome schwimmend und das Gesicht dem gesenkten Ende der Inclinationsnadel zugekehrt denkt, auf der nördlichen Hemisphäre nach links, auf der südlichen dagegen nach rechts. Die Grösse der Kraft, mit welcher dieses geschieht, ist verschieden je nach der Richtung, welche der Leiter in der Windrose hat, indem mit derselben die Neigung der Wirkungs-

ebene gegen die horizontale Ebene variirt. Am grössten ist die Kraft bei der Südnordrichtung des Leiters, indem dann die Wirkungsebene vertical steht, am kleinsten in der Ostwestrichtung, denn dann machen beide Ebenen den kleinsten Winkel mit einander. Wäre es nun möglich, dass der Leiter fort und fort die so begonnene Bewegung verfolgen könnte, so würde er um den benachbarten magnetischen Erdpol sich im Kreise bewegen, wie um den analogen Pol eines künstlichen Magneten. Nur über dem magnetischen Aequator kann der horizontale Leiter keine Tendenz zur Bewegung haben, indem hier die Wirkungsebene mit der Bewegungsebene zusammenfällt. — Alle Bewegungsantriebe, welche vom Erdmagnetismus auf jeden einzelnen Punkt des Leiters ausgeübt werden, lassen sich zusammensetzen zu einer einzigen durch seine Mitte gehenden und auf ihm ebenfalls senkrecht stehenden Kraft. Ist nun die Mitte unterstützt, etwa dadurch, dass der Leiter auf einer Spitze balancirt, so wird jener Kraft durch die Stütze das Gleichgewicht gehalten, und der Leiter kann, wo auch immerhin der Versuch angestellt werden mag, weder rotiren, noch sich nach einer bestimmten Richtung einstellen. — Anders ist es jedoch, wenn der horizontale Leiter an einem seiner Enden, oder an irgend einem andern Punkte unterstützt wird, welcher nicht gleichzeitig Angriffspunkt jener Mittelkraft ist. Unter solchen Umständen muss er nothwendigerweise dem Bewegungsantriebe folgen, indem er um seinen Stützpunkt rotirt. Dieser Versuch wird am bequemsten so angestellt, dass man den Leiter zwar in seiner Mitte auf einer Spitze balancirt, ihn aber nicht wie früher von einem Ende zum andern, sondern vielmehr von der Mitte aus gleichzeitig nach beiden Enden, oder umgekehrt von beiden Enden gleichzeitig nach der Mitte durchströmen lässt. Wie leicht zu sehen ist, rotirt allerorten der Leiter, wenn er von den Enden nach der Drehungsaxe durchströmt wird, in dem Sinne der täglichen scheinbaren Bewegung der Sonne, im entgegengesetzten Sinne jedoch, wenn die Stromesrichtung von der Drehungsaxe nach den Enden geht. Diese Regel würde auch für den magnetischen Aequator, wo keine Rotation auftreten kann, gelten, wenn derselbe mit dem astronomischen Aequator zusammenfiele, denn da hier sich die Sonne in der verticalen Ebene bewegt, kann ein blos horizontal drehbarer Leiter den Sinn der Bewegung nicht verfolgen.

Um sich in dem Verhalten eines horizontalen Leiters zu orientiren, der mit einer horizontalen Drehungsaxe in fester Verbindung steht, lässt sich folgende Regel aufstellen: Versetzt man sich in Gedanken in die Mitte der horizontalen Axe und sieht nach dem mit ihr starr verbundenen und ihr parallelen Leiter, so findet der letztere auf derjenigen Seite des Beobachters eine stabile Gleichgewichtslage, auf welcher die Stromesrichtung dieselbe ist wie die Richtung der scheinbaren Bewegung der Sonne. Die Ebene aber, in welcher gleichzeitig die Axe und der Leiter liegen, steht immer senkrecht auf der Richtung einer Neigungsnadel, welche ihre Drehungsaxe mit der Rotationsaxe des Leiters gemein hat, ist also z. B. horizontal, wenn der Strom in der Ostwestrichtung fliesst, und ist gegen den Horizont um 20° geneigt, wenn der Strom in der Südnordrichtung fliesst, und der Beobachtungsort eine magnetische Neigung von

70° hat. Die Prüfung des vorstehenden Satzes lässt sich für die einzelnen Fälle nach AMPÈRE's Regel leicht bewirken.

Wie für einen horizontalen mögen auch für einen verticalen beweglichen Leiter die beiden Fälle hervorgehoben werden, wenn derselbe mit einer verticalen und wenn er mit einer horizontalen Drehungsaxe in starrer Verbindung steht. Das Verhalten eines verticalen um eine verticale Axe drehbaren Leiters gegen den Einfluss des Erdmagnetismus lässt sich etwa in folgender Weise darthun. Würde der verticale Leiter vollkommen frei beweglich sein, so würde er um die Erde als um einen Magneten zu rotiren beginnen und zwar würde er, wenn der Strom in ihm aufsteigt, aller Orten von Osten nach Westen, und wenn er in ihm absteigt, überall von Westen nach Osten sich bewegen. Nur an den einzigen Orten, an denen die Richtung der Neigungsnadel ihm parallel ist, also über den magnetischen Erdpolen erhält er keinen Bewegungsantrieb. Steht er nun aber mit einer verticalen Axe in fester Verbindung, so wird er gehindert, die Rotation um die Erde zu vollführen, wird aber wenigstens soweit als möglich seinen Weg verfolgen. Und so gewinnt man die Ueberzeugung, dass ein verticaler Leiter bei aufsteigendem Strom westlich, bei absteigendem östlich von der verticalen Drehungsaxe eine stabile Gleichgewichtslage findet.

Ist ferner der geradlinige Leiter in verticaler Ebene um eine horizontale Axe beweglich, und geht diese durch seine Mitte, so ist er dem Einfluss des Erdmagnetismus gänzlich entzogen, wenn seine Bewegungsebene mit der des magnetischen Meridians zusammenfällt, denn nach §. 5, 1, findet zwischen Leiter und Magnetpol keine Wechselwirkung statt, wenn beide in einer Ebene liegen. Steht dagegen die verticale Bewegungsebene senkrecht zur Ebene des magnetischen Meridians, so würde der Leiter, wenn er in derselben frei beweglich wäre, parallel zu seiner Richtung dem Einfluss des Erdmagnetismus folgen. Wird er nun in seiner Mitte durch eine feste Axe gehemmt, so muss er in jeder Lage im Gleichgewicht bleiben. Wird er dagegen an einem seiner Enden gehalten, so müsste er um diese Stelle rotiren, wenn man ihn anders mechanisch so vorrichten könnte, dass bei der Rotation der Strom keine Unterbrechung erlitte.

Nach diesen Erörterungen über das Verhalten linearer Ströme gegen den Erdmagnetismus ist es unschwer zu erkennen, wie sich Ströme einstellen werden, welche in ebenen geschlossenen Curven kreisen und welche um verticale oder um horizontale durch den Schwerpunkt gehende Axen beweglich sind. Unter allen Umständen kann man statt einer beliebig gestalteten geschlossenen Stromcurve einen in einem Parallelogramm mit zwei horizontalen Seiten sich bewegenden Strom substituiren, so beschaffen, dass an der Gesammtwirkung nichts geändert wird. Demgemäss würde nun ein in verticaler Ebene kreisender und um eine verticale Axe beweglicher geschlossener Strom zu betrachten sein als aus zwei horizontalen und zwei verticalen Strömen mit je entgegengesetzten Richtungen. Die horizontalen Theile sind nach dem Frühern ohne Wirkung, indem der ihnen zukommende Antrieb zu einer translatorischen Bewegung durch die Art der Aufhängung sowohl, als auch dadurch vernichtet wird, dass beide Stromleiter sich nach entgegengesetzter Richtung bewegen würden. Die verti-

calen Antheile dagegen unterstützen sich in ihrem Bestreben, eine feste Stellung einzunehmen, indem ja dem aufsteigenden Strom im magnetischen Westen, dem absteigenden im magnetischen Osten eine stabile Gleichgewichtslage angewiesen ist. Der ganze geschlossene an verticaler Axe bewegliche Stromleiter stellt sich demnach in einer Ebene ein, welche senkrecht auf der Richtung der Declinationsnadel steht, und zwar derart, dass in dem untersten Theile der Strom von Osten nach Westen gerichtet ist.

Wenn ferner das vom Strome durchflossene Parallelogramm um eine horizontale durch den Schwerpunkt gehende Axe beweglich ist, so gewährt nur der eine Fall ein besonderes Interesse, für welchen die Axe von Ost nach West gerichtet ist. Ein so vorgerichteter geschlossener Strom stellt sich nämlich in eine Ebene, welche senkrecht zur Richtung der Neigungsnadel steht, und seine Gleichgewichtslage ist dann stabil, wenn der Strom die gedachte Neigungsnadel im Sinne der Bewegung eines Uhrzeigers umkreist, den man vom Südpol der Nadel her betrachtet. Bei dieser Einstellung sind nur die horizontalen Seiten des Stromes betheiligt, welche sich gegenseitig unterstützen, so zwar, dass sich der ostwestliche dem Erdäquator zu-, der westöstlich vom Aequator fortwendet. Die andern beiden Seiten des Stromes sind aber, wie aus dem Frühern hervorgeht, dem Einfluss des Erdmagnetismus entzogen.

I. Ampère [1] versuchte die Fundamentalerscheinung der Einstellung einer Declinationsnadel durch den Erdmagnetismus nachzuahmen mit Hülfe einer cylindrischen Spirale, welche nach Art der *Fig. 53* (auf Seite 79) aufgehangen war, so zwar, dass sie den Strom von *m* aus empfing und in *i* wieder abgab, oder umgekehrt. Doch war der gewünschte Erfolg einer Einstellung der Spiralaxe in den magnetischen Meridian zweifelhaft, indem sich die elektromagnetische Kraft zu schwach zeigte, um die Reibung der Spitze in dem Näpfchen *i* zu überwinden. Voraussichtlich musste aber die Kraft wachsen, wenn die Spiralewindungen grösser wurden (vergl. §. 10), wogegen durch Vervielfältigung der Windungen ein besserer Erfolg nicht erzielt werden kann, indem zwar die Kraft meist proportional den Windungen wächst, aber der Widerstand der Reibung in etwa demselben Verhältniss zunimmt. Und deswegen reducirte Ampère den Leiter auf eine einzige und zwar möglichst grosse Windung. Ein nach Art der *Fig. 190* kreisförmig gebogener Drath von mehr als zwei Decimeter Durchmesser wurde mit den abwärts gehenden Spitzen *r* und *s* in gewöhnlicher Weise in die gleichbezeichneten Näpfchen des Ständers der *Fig. 5* auf Seite 13 eingehangen. Circulirte ein Strom in dem fast geschlossenen Leiter, so stellte er sich infolge der Einwirkung des Erdmagnetismus senkrecht zum magnetischen Meridian und zwar so, dass der Strom an der untersten Stelle von Ost nach West floss.

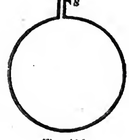


Fig. 190.

Das Analogon der Inclinationsnadel gewann Ampère durch den Apparat der *Fig. 191* (Seite 324). Ein Drath war zu einem Rechteck *bcdefg* von drei Decimeter Breite und sechs Decimeter Länge gebogen. Derselbe endete bei *a* in einem Stahlzapfen und war von *g* aus, ohne das den Drath *ba* stützende Verbindungsstück, oder die Seite *de* metallisch zu berühren, nach *h* gebogen, wo abermals ein Stahlzapfen angelöthet war. Die Stahlzapfen lagen bei *a* und *h* auf Stahlplatten, woselbst die metallische Berührung

durch etwas aufgegossenes Quecksilber gesichert werden konnte, und letztere wurden durch metallene Ständer getragen, von denen Verbindungsdräthe nach den Zuleitungsnäpfchen *k* und *z* für die Rheophoren abzweigten. Um das Durchbiegen des Rechtecks zu verhindern, trug die horizontale Axe ein rautenförmiges sehr dünnes Brettchen, auf dessen Spitzen die horizontalen Seiten *cd* und *ef* ruhten. Das Ganze wurde so abgeglichen, dass die horizontale Axe *ah* so genau als möglich durch den Schwerpunkt des beweglichen Antheiles ging, derselbe also in allen Lagen sich im Gleichgewicht befand. Stand nun die Drehungsaxe *ah* senkrecht zum magnetischen Meridian, und wurde *k* mit dem positiven, *z* mit dem negativen Poldrath eines Rheomotors verbunden, so kreiste der Strom in der Richtung der Aufeinanderfolge der Buchstaben in dem Parallelogramm, und dieses stellte sich senkrecht zur Richtung der Neigungsnadel in der oben näher erörterten Weise.

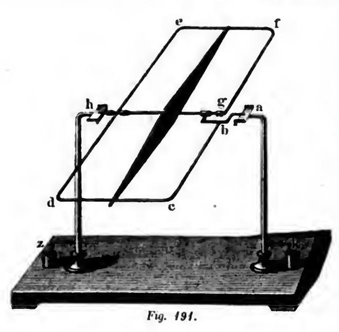


Fig. 191.

Eine von Baumgartner[2] vorgeschlagene Abänderung der vorigen Apparate besteht wesentlich darin, dass, statt einer einfachen Windung der beweglichen Dräthe, mehrere Windungen substituirt werden. Doch ist der beabsichtigte Vortheil, entsprechend dem obigen Nachweis, illusorisch. Dasselbe lässt sich von der durch van den Bos[3] angegebenen Anordnung sagen, welche aus *Fig. 192* ohne weitere Beschreibung ersichtlich ist.

Fig. 192.

II. Die translatorische Bewegung eines horizontalen um eine horizontale Axe drehbaren Leiters hat Ampère[4] zuerst beobachtet, als er die Anziehung desselben gegen einen festen Leiter messen wollte, und je nach der Stromesrichtung verschiedene Resultate erhielt, die nur durch einen Einfluss des Erdmagnetismus erklärbar waren.

Während aber Ampère die Erscheinung nicht weiter verfolgte, brachte sie Faraday[5] in folgender Weise zur Anschauung. An einem von der Decke des Zimmers herabreichenden dünnen Faden befestigte er die Mitte eines 14 Zoll langen und an den Enden 1 Zoll lang nach unten umgebogenen Drathes. Der Drath hatte eine horizontale Richtung und konnte so durch die geringste Kraft in horizontaler Ebene in merkliche Bewegungen versetzt werden. Die abwärts gebogenen Enden tauchten in weite Quecksilbergefässe. Wurden nun die letzteren durch die Poldräthe einer grossplattigen Kette mit einander verbunden, so kam der Drath stets senkrecht zu seiner Längsausdehnung in Bewegung, welche Stellung im Azimuth die Zuleitungsgefässe auch haben mochten. Die Richtung der Bewegung änderte sich nach der Stromesrichtung in Uebereinstimmung mit der oben angegebenen allgemeinen Regel.

Pohl[6] bediente sich zu diesen Versuchen eines 14 Zoll langen und 8 Zoll breiten Brettes, auf welchem parallel zu den längeren Seiten zwei mit Quecksilber gefüllte Rinnen von lackirter Pappe standen. Ein Drath von 7 Zoll Länge tauchte

mit seinen abwärts gebogenen Enden in die Rinnen, und wurde durch hohle Glaskugeln auf denselben schwimmend erhalten. Auf seiner Mitte trug er ein Querstück, welches zwischen zwei parallel zu den Rinnen und mitten zwischen denselben ausgespannten Metallsaiten glitt, und dazu diente, den Drath in seiner Richtung zu erhalten und das Anlehnen desselben an die Wände der Rinnen zu verhindern. Je nach der Richtung eines durch den Drath geführten Stromes, bewegte er sich vorwärts oder rückwärts.

III. Die continuirliche Rotation eines Drathes unter Einfluss des Erdmagnetismus stellte FARADAY in folgender Weise dar. Ein starker 6 Zoll langer Kupferdrath wurde an einem seiner Enden mittelst einer Oese an einem kupfernen Haken recht leicht beweglich aufgehangen. Das amalgamirte freie Ende des Drathes war durch eine Korkkugel gesteckt und dann ein sehr weites mit Quecksilber gefülltes und mit verdünnter Salpetersäure übergossenes Gefäss darunter gestellt. Indem nun das freie Ende des Drathes vermittelst des Korkes auf dem Quecksilber schwimmen und es dennoch metallisch berühren konnte, war man im Stande, durch Senken oder Heben des Hakens dem beweglichen Drath jede mögliche Neigung gegen den Horizont zu geben. Hatte der Drath eine Neigung gegen die Quecksilberoberfläche, welche dem Inclinationswinkel gleich kam, und wurde er, von einem kräftigen Strome durchflossen, in den magnetischen Meridian gestellt, so zeigte er keine Tendenz zur Bewegung. In einer andern Lage wurde er jedoch durch den Erdmagnetismus zur Rotation bewogen. Besonders kam aber eine continuirliche Rotation zu Stande, wenn die Neigung des Drathes kleiner wurde als der Inclinationswinkel. Die Drehungsrichtung bei diesen in London angestellten Versuchen war dieselbe, als ob sich unter dem Drathe ein Südpol befunden hätte. War dagegen der Haken so weit gehoben, dass der Drath eine grössere Neigung gegen die Quecksilberoberfläche hatte als der Inclinationswinkel, dann kam er bei ab- oder aufsteigender Stromesrichtung auf der Ostseite oder auf der Westseite des magnetischen Meridians in eine stabile Gleichgewichtslage. Ein näherer Nachweis dieser Erscheinungen braucht nach den oben gepflogenen allgemeinen Erörterungen nicht geführt zu werden.

Ganz ähnliche Versuche stellte POHL [6] mit dem bequemeren Apparate der *Fig. 193* an. Eine horizontale kreisförmige Rinne wurde mit Quecksilber gefüllt. In der Mitte derselben befand sich ein zum Verlängern eingerichteter Ständer *ce*, der oben bei *e* ein Achathütchen trug. Auf letzterem balancirte mittelst einer abwärts gekehrten Spitze der Drath *st*, sowie ein mit ihm verbundenes Gegengewicht *g* und ein Quecksilbernäpfchen *s*. In das Näpfchen tauchte der eine Rheophor *z*, und in die Rinne der andere *k*. Hatte der Drath eine Neigung gegen den Horizont, welcher kleiner war als die der Inclinationsnadel, und bewegte sich der Strom aufwärts, so begann der Drath (in Berlin) von Nord durch Ost nach Süd u. s. f. zu rotiren. Bei umgekehrter Stromesrichtung war auch der Sinn der Rotation der umgekehrte. In der Nordrichtung wurde der Bewegungsantrieb am geringsten befunden. — Bei einem andern Versuche wurde der Träger soweit erhöht, dass ein Drath *st* gerade unter dem Winkel der Neigungsnadel zugleich auf dem Hütchen *e* stehen und in die Rinne tauchen konnte. Es wurde alsdann der Drath ebenfalls durch das ganze Azimuth bewegt, wenn er fern vom Nordpunkte seine Rotation beginnen konnte, im Nordpunkte selbst erhielt er aber keinen Bewegungsantrieb. — Abermals ein anderer Drath *st* war so vorgerichtet, dass er bei geeigneter Erhöhung des Trägers

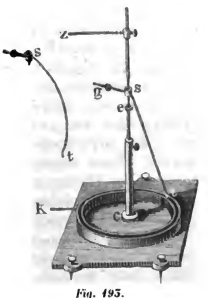


Fig. 193.

eine Neigung von $76\frac{1}{3}^0$ haben sollte. Der Rechnung gemäss mussten sich jetzt bei der Inclination von Berlin in einem Abstand von 45^0 östlich und westlich vom Nordpunkte zwei Punkte ohne Bewegungsantrieb, und zwar bei gleichbleibender Stromesrichtung eine stabile und eine labile Gleichgewichtslage befinden, und der Drath zwischen beiden Punkten von der Kreismitte gesehen im kleinen Bogen die entgegengesetzte Bewegung von der im grössern Bogen annehmen. Diese beiden Punkte wurden durch den Versuch in einem Abstande von 35^0—36^0 gefunden, eine Differenz gegen den berechneten Werth, welche sich durch eine geringe Neigungsverschiedenheit des Drathes erklärt. — Bei wieder andern Versuchen wurde das Verhalten von Kreisbögen geprüft, welche wie $s't'$ (in der Nebenzeichnung) auf den Apparat gestellt werden konnten, und es zeigte sich eine genügende Uebereinstimmung mit der Berechnung. Namentlich rotirte ein im Quadranten gebogener Stromleiter durch alle Grade des Azimuths; ferner blieb ein Kreisbogen von 115^0 im Nordpunkte in Ruhe; ingleichen orientirte sich ein Kreisbogen von 126^0 $8'$ je nach der Stromesrichtung im magnetischen Nordost, oder im magnetischen Nordwest. — Eine letzte Versuchsreihe Pohl's, betreffend die Rotationen und die Einstellung von kreisförmigen oder halbkreisförmigen Leitern unter Einfluss des Erdmagnetismus, bieten gegen die in der nächsten Nummer zu behandelnden älteren Untersuchungen de la Rive's keine wesentlichen Erweiterungen.

Schon vor Pohl hatte Ampère [7] mit Hülfe des in §. 29 No. III beschriebenen und in *Fig. 160* auf Seite 294 wiedergegebenen Apparates continuirliche Rotationen unter Einfluss des Erdmagnetismus dargestellt, welche aus der Wirkung auf die horizontalen Theile $s'o$ und $s'n$ hervorgehen, in denen gleichzeitig der Strom vom Drehungsmittelpunkt fort oder demselben zufliesst.

IV. Der oben No. I herangezogene allgemeine Ausspruch Ampère's, dass ein ebener fast geschlossener galvanischer Strom sich infolge des Erdmagnetismus so einstelle, dass der untere Stromtheil von Ost nach West flösse, veranlasste Gaspard de la Rive [8] zu versuchen, wie sich ein ebener Strom einstelle, dessen unterer Theil fehlt. Zu dem Ende liess er einen hufeisenförmig gebogenen und mit Platinenden versehenen Drath in seiner Mitte auf einer Spitze schweben, die sich über der Mitte einer in zwei Hälften getheilten und beiderseits mit Quecksilber gefüllten Schüssel befand, sodass beide Drathenden die Quecksilberoberfläche berührten. Wurden nun die Poldräthe einer Kette in beide Abtheilungen der Schüssel getaucht, so musste der bewegliche Drath den Uebergang des Stromes von der einen in die andere vermitteln, und es zeigte sich, dass er sich genau so einstellte, als ein beweglicher Drath, in welchem das untere Stück vorhanden war, obschon jetzt der Strom blos aufwärts, von West nach Ost, und wieder abwärts floss. G. de la Rive fand nun, wenngleich er die Art des Einflusses nicht abzusehen vermochte, dass diese unvermuthete Wirkung von den verticalen Antheilen des Drathes herrühren müsste. Denn wurden dieselben bis auf 0,04 Meter verkürzt bei einer Länge des horizontalen Theiles von 0,33 Meter, so fand fast gar keine Einstellung mehr statt, während eine solche bei 0,56 Meter langen verticalen Armen schon durch sehr schwache Kraft erzielt werden konnte.

Hierdurch fand sich August de la Rive [9], der Sohn des Vorigen, bewogen, eine umfassende Untersuchung über den Antheil vorzunehmen, welchen die einzelnen Seiten eines verticalen parallelogrammatischen Stromleiters an dessen Einstellungsvermögen durch den Erdmagnetismus haben. Er bediente sich dazu des in *Fig. 194* (Seite 327), in $\frac{1}{10}$ der natürlichen Grösse wiedergegebenen Apparates. Derselbe besteht aus zwei parallelen kreisrunden Holzplatten, der unteren $ABCD$ von 406 Millimeter Durchmesser und der oberen $abcd$ von 364 Millimeter Durchmesser, an deren Rand Quecksilberrinnen eingedreht sind. Beide Rinnen können durch diametral gegenüberstehende Scheidewände AC und ac nach Bedürfniss in je zwei

Hälften getheilt werden. Die beiden Platten sind mit einander verbunden durch eine hohle Metallröhre, welche oben in der mit Quecksilber zu füllenden Rinne rq mündet. In der Axe der Röhre geht, ohne sie metallisch zu berühren, ein Drath ko ebenfalls von einer Platte zur andern, und auf sein oberes Ende kann nach Bedürfniss entweder die Spitze x oder das Näpfchen y aufgeschraubt werden. Von vier seitlich stehenden Quecksilbernäpfchen ist m mit dem centralen Drath, n mit dem umgebenden Metallcylinder und v und w mit den beiden Abtheilungen der untern Quecksilberrinnen in leitender Verbindung. Ausserdem führt ein Drath qb von dem Metallcylinder nach der obern Quecksilberrinne. Bei g befindet sich eine Schraube, um das Quecksilber aus der oberen Rinne abzulassen.

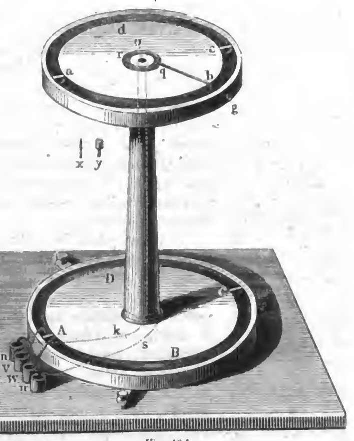
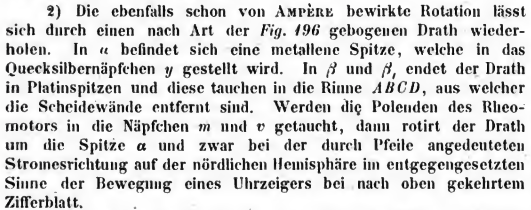


Fig. 194.

Um nun die verschiedenen Erscheinungen nachzuweisen, wurden die folgenden in $^1/_{20}$ der ursprünglichen Lineardimensionen dargestellten Vorrichtungen verwendet:

1) Die Wiederholung des schon von Ampère angestellten Versuches, betreffend die Einstellung eines ebenen geschlossenen Umlaufes senkrecht zum magnetischen Meridian lässt sich durch einen Leiter von der Form des in *Fig. 195* gegebenen bewirken. Die Batteriedräthe werden in die Näpfchen m und n (der vorigen Figur) getaucht und der Drath mit dem Ende α in das Näpfchen y und mit dem Ende β in die Rinne qr getaucht. Bei der durch Pfeile angedeuteten Stromesrichtung stellt sich der Drath mit der untersten Seite OW von Ost nach West.



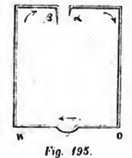


Fig. 195.

2) Die ebenfalls schon von Ampère bewirkte Rotation lässt sich durch einen nach Art der *Fig. 196* gebogenen Drath wiederholen. In α befindet sich eine metallene Spitze, welche in das Quecksilbernäpfchen y gestellt wird. In β und $\beta_{\prime}$ endet der Drath in Platinspitzen und diese tauchen in die Rinne $ABCD$, aus welcher die Scheidewände entfernt sind. Werden die Polenden des Rheomotors in die Näpfchen m und v getaucht, dann rotirt der Drath um die Spitze α und zwar bei der durch Pfeile angedeuteten Stromesrichtung auf der nördlichen Hemisphäre im entgegengesetzten Sinne der Bewegung eines Uhrzeigers bei nach oben gekehrtem Zifferblatt.



Fig. 196.

3) Es wurde der Drath der *Fig. 197* (Seite 328), wesentlich beschaffen wie der vorige, mit der Spitze γ auf das Näpfchen y gestellt. In die untere Rinne wurden aber die Scheidewände A und C eingesetzt, und die Poldräthe in die Näpfchen v und w getaucht. Der Strom stieg nun im Sinne der Pfeile (oder im entgegengesetzten) im einen Schenkel des Drathes auf-, im andern abwärts.

Jetzt orientirte sich der aufwärts steigende Strom im magnetischen Westen, der abwärts steigende im Osten.

4) Fehlte beim vorigen Versuch die unterste Seite am geschlossenen Leiter, so wurde nun nach Art der *Fig. 198* der oberste Theil unterdrückt und durch eine Glasröhre $\alpha\beta$ ersetzt. Diese ist mit einer Spitze γ versehen, welche in das Näpfchen y taucht. Der übrige Antheil besteht aus einem Kupferdrath, welcher mit den abwärts gekehrten und in die obere Rinne $abcd$ tauchenden Platinspitzen α und β in metallischer Berührung steht. Wird die Rinne mit den Scheidewänden a und c versehen und werden die Polenden der Kette in die beiden Hälften der oberen Rinne getaucht, dann stellt sich der Drath ganz so wie der geschlossene Umlauf oder wie derjenige, an welchem die untere Seite fehlte, nämlich bei der angedeuteten Stromesrichtung mit der untern Seite OW von Ost nach West.

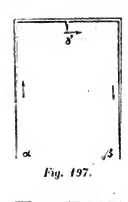
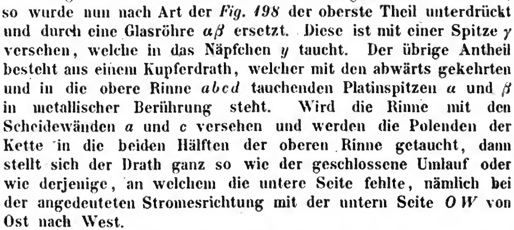


Fig. 197.



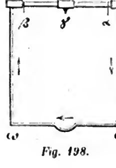


Fig. 198.

5) Bei dem beweglichen Leiter der *Fig. 199* wurden nun gleichzeitig beide horizontale Theile des ursprünglich geschlossenen Umlaufes unterdrückt und statt der oberen Seite die mit der Spitze γ versehene Glasröhe $\alpha'\beta$ substituirt. Mit den beiden verticalen Dräthen standen die abwärts gekehrten Platintinspitzen β und $\alpha_{,}$ in Verbindung. Während nun γ an dem Näpfchen y balancirte, tauchten α und $\beta_{,}$ in die untere mit Scheidewänden versehene Rinne, und β und $\alpha_{,}$ berührten das Quecksilber in der oberen ungetheilten Rinne. Wurden dann die Batteriedräthe in die Näpfchen v und w gestellt, so stieg der Strom vermittelst der einen Hälfte der untern Rinne in einem Drathe etwa in $\alpha\beta_{,}$ aufwärts, bewegte sich alsdann durch das Quecksilber der oberen Rinne $abcd$, um zu $\alpha_{,}$ zu gelangen, und stieg in dem Drathe $\alpha_{,}\beta_{,}$ abwärts, um vermittelst der anderen Hälfte der unteren Rinnen wieder zu seiner Quelle zurückzukehren. Der Erfolg war abermals dieselbe Einstellung, wie die des ganzen geschlossenen Umlaufes. Der aufwärts steigende Strom stellte sich in Westen, der abwärts gehende in Osten ein.

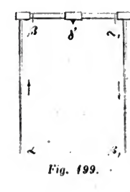


Fig. 199.

6) Es bleibt bezüglich der verticalen Dräthe noch übrig zu untersuchen, welchen Antheil der aufsteigende und welchen der absteigende Strom an der Einstellung haben. Zu dem Ende, wird, wie in *Fig. 200*, ein Drath $\alpha\beta$ an einen mit einem Gegengewicht und mit der Spitze γ versehenen horizontalen Glasstab befestigt, und mit der abwärts in die obere ungetheilte Rinne reichenden Platinspitze β in Verbindung gesetzt. Taucht nun α in die untere ungetheilte Rinne und stehen die Poldräthe in den Näpfchen w und n, so stellt sich, wie vorauszusehen, der Leiter bei aufsteigendem Strom in Westen ein, bei absteigendem in Osten.

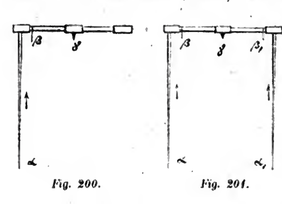


Fig. 200. *Fig. 201.*

7) Wird mit Benutzung des beweglichen Antheils im fünften Alinea der Versuch nach Art der *Fig. 201* abgeändert, sodass der Strom in beiden verticalen Armen gleichzeitig auf- oder gleichzeitig abwärtssteigt, dann ist der Apparat in jedem Azimuth im Gleichgewicht. Der Zweck wird erreicht, wenn mit Beseitigung der Scheidewände die untere und die obere ungetheilte Rinne gleichzeitig auf beiden Wegen $\alpha\beta$ und $\alpha_{,}\beta_{,}$ verbunden und wenn dann die Batteriedräthe in die Näpfchen w und n

getaucht werden. Indem das Querstück $\beta\beta_1$ aus Glas besteht, kann der Strom sich nur durch das Quecksilber der oberen Rinne ausgleichen.

8) Endlich muss noch der Antheil der horizontalen Seiten an den in Rede stehenden Erscheinungen experimentell untersucht werden. Zu dem Ende werden die horizontalen Kupferdräthe der *Figg. 202* und *203* entweder mit dem Hütchen γ auf die Spitze x, oder mit der Spitze γ auf das Näpfchen y gestellt, sodass die abwärts gehenden Platinspitzen α und β in die Rinne *abcd* der oberen Platte tauchen. Ist die Rinne getheilt und werden die Batteriedräthe zu beiden Abtheilungen geführt, dann durchfliesst der Strom den Drath in seiner ganzen Länge, und letzterer bleibt in jedem Azimuth im Gleichgewicht. Werden dagegen die Scheidewände *a* und *c* beseitigt, und wird durch Einstellen der Poldräthe in die Näpfchen *m* und *n* der Strom durch den Drath gleichzeitig von der Mitte nach beiden Enden, oder umgekehrt geführt, dann kommt letzterer je nach der Stromesrichtung in verschiedenem Sinne zum Rotiren.

α γ β
Fig. 202.

α γ β
Fig. 203.

Die in dieser Nummer enthaltenen Ergebnisse führen aber zu folgenden drei, schon im obigen Texte implicite ausgesprochenen allgemeinen Sätzen:

a) Ein verticaler Strom, der sich nur um eine verticale Axe bewegen kann, strebt sich mit der Ebene, die ihn mit der Axe verbindet, senkrecht zum magnetischen Meridian einzustellen; und zwar findet er seine stabile Gleichgewichtslage in Westen, wenn er aufsteigt, in Osten, wenn er absteigt.

b) Ein horizontaler Strom strebt sich in allen Lagen parallel zu seiner Richtung zu bewegen, und zwar in einem Sinne, welcher mit der Stromesrichtung sich ändert.

c) Bei der Einstellung eines um eine verticale Axe drehbaren geschlossenen ebenen Stromes sind blos die verticalen Componenten desselben betheiligt.

Wiederholungen der vorstehenden Versuche mit geringen Abänderungen rühren von Pohl [10] her, sie bieten aber ebenso wenig Erwähnenswerthes dar als eine von Steffens [11] veröffentlichte falsche Beobachtung.

V. Wie unter Einfluss gewöhnlicher Magnete elektrische Spiralen und Elektromagnete zu continuirlichen Rotationen gebracht werden können, wenn an den geeigneten Stadien der Bewegung die Stromesrichtung in die entgegengesetzte umkehrt, so kann man die analogen Erscheinungen auch unter Einfluss des Erdmagnetismus darstellen. Von allen zu diesem Zweck construirten Apparaten mögen nur die folgenden Beispiele hier Platz finden.

Um die Rotation von Spiralen ohne einliegenden Eisenkern nachzuweisen, ist Ritchie's [12] Apparat, der in §. 31, No. VI beschrieben und in *Fig. 189* auf Seite 319 abgebildet wurde, sehr zweckmässig, wenn er nicht in zu kleinen Dimensionen ausgeführt worden ist. Sobald man nämlich die beiden Poldräthe unmittelbar in beide Hälften der unteren Rinne taucht, ohne den über *b* befindlichen Zuleitungsdrath zu benutzen, so wird dadurch der Strom blos dem beweglichen Antheil *gh* des Apparates zugeführt, ohne dass er durch den festen Ring *mn* sich bewegte. Stehen alsdann die beiden Scheidewände *a* und *b* in der magnetischen Ostwestlinie, so rotirt der innere Kreis je nach der Stromesrichtung in verschiedenem Sinne.

Um durch Elektromagnete mit Hülfe der horizontalen magnetischen Erdkraft Rotationen zu bewirken, hat v. Cramer [13] den Apparat der *Fig. 204* (Seite 330) construirt. Zwei gerade, 355 Centimeter lange und 11 Millimeter dicke mit Kupferdrath umwundene Elektromagnete *ab* und *a'b'* sind horizontal und rechtwinkelig zu einander durch einen Holzcylinder *gd* gesteckt, welcher oben und unten die

Stahlspitze *e* und *e'* trägt. Die untere Spitze ruht in einer Stahlpfanne, die auf dem Bodenbrett steht, während die obere in einem an dem Ende einer zweimal rechtwinkelig umgebogenen Messingstange befestigten Glasröhre *f* läuft. Die vier Enden der Magnetesirungsdräthe *cccc* führen zu zwei an der Messingstange befestigten hölzernen, mit Scheidewänden versehenen Quecksilberrinnen, und werden durch eine Pappscheibe in ihrer Lage erhalten. Die Zuleitungsdräthe *l* und *l'* des Rheomotors laufen die Messingstange entlang, ohne sie metallisch zu berühren, zu jeder der beiden Quecksilberrinnen. Der untere Theil des Holzcylinders ist mit einem weiten Gefäss umgeben, in welches solange Quecksilber gegossen wird, bis der ganze bewegliche Theil zum Schwimmen kommt und ohne Reibung auf dem untern Zapfen geht. Werden die Scheidewände der Quecksilberrinnen in den magnetischen Meridian gestellt, so bewegt sich der Apparat mit der grössten Kraft.

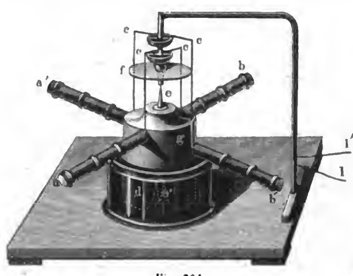


Fig. 204.

Um die totale Erdkraft zur elektromagnetischen Rotation zu benutzen, kann der in *Fig. 205* dargestellte Apparat dienen. Zwei mit Kupferdrath umwundene Eisenkerne *ab* und *a'b'* stehen senkrecht zu einander und sind mit der horizontalen hölzernen Welle *mn* in verticaler Ebene beweglich. An derselben Welle sind vier aus je zwei sich nicht metallisch berührenden Hälften bestehende Metallscheiben *cd*, *c'd'* befestigt. Die Trennungsstellen von *c* und *d* sind einander parallel, stehen aber senkrecht auf den ebenfalls parallelen Trennungsstellen der Scheiben *c'* und *d'*. Ferner stehen die Trennungsstellen aller Scheiben immer gerade dann vertical, wenn die zugehörigen Magnete unter dem Inclinationswinkel gegen den Horizont geneigt sind. Nun ist jedes der beiden Drathenden des Elektromagneten *ab* mit zwei Hälften und zwar mit je einer vorderen und einer hinteren der Scheiben *c* und *d* in metallische Verbindung gebracht, und ebenso beide Drathenden des Elektromagneten *a'b'* mit je einer oberen und je einer unteren Hälfte der Scheiben *c'* und *d'*. Die Rinnen *e*, *f* und *g* stehen unter den Scheiben und zwar die mittlere unter den Scheiben *d* und *c'* gemeinschaftlich, und werden so weit mit Quecksilber gefüllt, dass dieses den Umfang derselben gerade berührt. Durch die Träger der Welle und die Rinnen *e* und *g* sind die metallenen zur Aufnahme der Batteriedräthe dienenden Halter *k* und *z* bis zur Berührung des Quecksilbers geschraubt. Wird endlich die horizontale Welle in die magnetische Ostwestlinie gestellt und der Apparat durch einen Rheomotor geschlossen, so rotiren die Magnete in ihrer verticalen Ebene. Im Allgemeinen taucht nämlich immer nur ein Hälftepaar zweier zu einem Magneten gehöriger Scheiben gleichzeitig

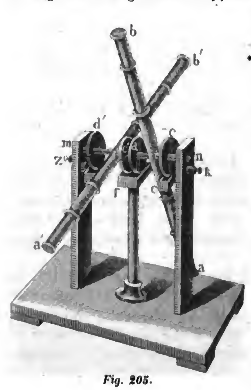


Fig. 205.

in das Quecksilber der darunter stehenden Rinnen. Dieses Paar ist nun so mit den beiden Drathenden des Elektromagneten verbunden, dass derselbe das Bestreben hat, sich in die Richtung der Neigungsnadel zu wenden. Ist er hier angekommen und bewegt er sich infolge der Beharrung oder infolge der auf den andern Magneten wirkenden Kraft weiter, so wechseln seine Pole, indem das bisher durchströmte Paar der Scheibenhälften aus dem Quecksilber taucht und das andere in entgegengesetzter Richtung mit dem Magnetisirungsdrath verbundene Paar die Stromleitung übernimmt.

Sehr sinnreich ausgeführte Modelle für die letztgenannten beiden Zwecke hat Herr Mechanikus Fessel in Köln u. a. für das physikalische Cabinet zu Bonn gearbeitet.

---

[1] Ampère. * *Recueil etc.* p. 3. — * *Ann. de chim. et de phys.* T. 15. p. 59 et 170 (1820). *Lu à l'Acad. des Sciences le 18 et 25 Sept. et 2 Oct. 1820.* — Namentlich §. 2 der Abhandlung. — Ferner * *Ann. de chim. et de phys.* T. 18. p. 88 et 313 (1821); namentlich Folgerung 5.

[2] Baumgartner. Vergl. * Schweigger in Schweigger u. Schweigger-Seidel Journal 46, 1 (1826).

[3] van den Bos. Vergleiche * Roget Elektromagnetismus übers. von Kottenkamp. Stuttgart 1847. S. 108. §. 129.

[4] Ampère. * *Ann. de chim. et de phys.* 15, 183. fig. 18—23 (1820). — * *Recueil etc.* p. 35. fig. 16—21.

[5] Faraday. *Quarterly journal.* T. 12. p. 416 art. 5. — * Gilb. Ann. 72, 113 (1822). — * *Ann. de chim. et de phys.* 18, 337 (1821). — * Ampère. *Recueil etc.* p. 125.

[6] Pohl. * Gilb. Ann. Bd. 74. S. 389 und Bd. 75. S. 269 (1823). Besonders im zweiten Theil der Abhandlung.

[7] Ampère. * *Ann. de chim. et de phys.* 20, 60 (1822). — Ampère. *Recueil etc.* p. 237. — *Bibl. univ.* 20, 173 (1822). — *Lu à l'Acad. royale des Sciences le 3 et 10 Dec. 1821.* — * Gilb. Ann. Bd. 71. S. 172 und Bd. 72. S. 257 (1822).

[8] Gaspard de la Rive. * *Ann. de chim. et de phys.* 20, 269. (1822).

[9] August de la Rive, Fils. * *Ann. de chim. et de phys.* 21, 24 (1822). — Entnommen aus *Bibl. univ.* 21, 29 (Sept. 1822). — * Ampère. *Recueil etc.* p. 262.

[10] Pohl. Ausser dem Citat unter N. 6. noch * Kastner's Archiv. Bd. 9. S. 1 (1826) und Bd. 11. S. 161 (1827).

[11] H. Steffens. * Kastner's Archiv. 7, 273 (1826).

[12] W. Ritchie. * Pogg. Ann. 21. 206 (1834). — Aus *Philos. Magaz.* [3]. 4. 13.

[13] v. Cramer in Mailand. * Pogg. Ann. 42, 304 (1838).

Fünfter Abschnitt.

Ströme durch Induction.

§. 33. Vorläufer der Entdeckung.

Bei den vielseitigen zu Ende des vorigen und zu Anfang dieses Jahrhunderts angestellten Versuchen, Muskel- und Nervenreize durch galvanische Ströme hervorzurufen, konnte es nicht fehlen, dass nicht auch magnetischer und unmagnetischer Stahl combinirt wurde, um zu erkunden, ob der Magnetismus ein wirksamer Erreger des galvanischen Stromes sei. Bisweilen fielen die Versuche bestätigend, bisweilen verneinend aus, sie wurden aber nicht weiter verfolgt. Der Mangel an Uebereinstimmung erklärt sich durch Nichtbeachtung für unwesentlich gehaltener Umstände, denn man hatte nur die Verschiedenheit der Metalle im Auge, und wusste nicht, dass durch Annäherung oder Entfernung eines Magne-

ten an einen geschlossenen Leiter Ströme erregt werden. — Ebenso versuchte man, nachdem der galvanische Strom als ein höchst wirksamer Erreger von Magnetismus erkannt worden war, ob nicht durch ihn auch den sogenannten unmagnetischen Metallen Polarität ertheilt werden könne. In Wahrheit wurde eine Kupferscheibe von Magnetpolen in Bewegung versetzt, wenn man einen dieselbe spiralförmig umgebenden Strom öffnete und schloss. Auch hierin ist eine, freilich erst später gedeutete Erscheinung der Induction zu erkennen.

Während nun jene Einzelheiten unbeachtet blieben, so machte dagegen die von Arago im Jahre 1824 veröffentlichte Entdeckung des Rotationsmagnetismus grosses Aufsehen, namentlich deswegen, weil man sich umsonst bemühte, eine befriedigende Erklärung der auffallenden Erscheinungen zu finden. Arago's Entdeckung bestand darin, dass eine Magnetnadel, sobald sie sich über einer Metallplatte befindet, eine ungleich geringere Anzahl von Schwingungen vollführt, bis die Schwingungsweite um eine gewisse Grösse vermindert wird, als wenn sie im freien Raume schwingt. Die Metallplatte wirkt also ähnlich, als ob sich die Nadel in einem dichten, bedeutenden Widerstand leistenden Mittel bewegte. Vermindert sich nun auch unter solchen Umständen die Schwingungsweite, so bleibt doch die Schwingungsdauer genau dieselbe, als wenn die Platte nicht in der Nähe wäre. Während bei diesem Versuch die Bewegung der Nadel durch die benachbarte ruhende Metallplatte verzögert wird, so gelingt ebenso gut auch die Umkehr, es wird nämlich eine gewöhnliche in der Ruhelage befindliche Declinationsnadel abgelenkt, ja sogar im ganzen Kreise umhergedreht, wenn man nahe unter ihr eine ihr parallele Metallscheibe in Rotation versetzt.

Eine hiervon verschiedene und durch Barlow entdeckte Erscheinung des Rotationsmagnetismus besteht darin, dass Metallkugeln, welche um eine horizontale Axe rotiren, auf eine angenäherte Magnetnadel so wirken, als ob sie im horizontalen Kreise und 90° von den Drehungspolen entfernt zwei Magnetpole erhalten hätten. Diese Magnetpole sind einander entgegengesetzt und ändern sich mit der Drehungsrichtung.

Die folgende Schilderung wird zeigen, dass Alles, was vor Faraday's Entdeckung der Induction für die Erkenntniss des Rotationsmagnetismus geschehen ist, nicht auf unbefangenen Untersuchungen basirt; denn fast stets tritt die Frage entgegen: Wie geht es zu, dass durch Rotation unmagnetische Metalle magnetisch werden? Allerdings liegt die Frage nahe, sie ist aber entschieden dahin beantwortet worden, dass die Rotation als solche eine magnetische Polarität nicht hervorzurufen im Stande sei, denn unmagnetische Stahlnadeln konnten durch rotirende Platten nicht magnetisirt werden. Vielmehr ist zu den Erscheinungen des Rotationsmagnetismus stets die Gegenwart eines polaren Magneten oder eines einem Magneten gleichwirkenden galvanischen Stromleiters nothwendig. Dazu kommt noch, dass je stärker die betheiligten Magnete sind, desto entschiedener diese Erscheinungen hervortreten, wohingegen unmagnetische Eisennadeln oder Nadeln von Kupfer und andern Substanzen der rotirenden Scheibe nicht folgen.

Die beim Rotationsmagnetismus in Erscheinung tretende Kraft wird ferner in dem Maasse stärker, als der Magnet der unmagnetischen Masse näher steht.

Doch sind Details über das Maass der Abhängigkeit nicht mit Sicherheit ermittelt worden, indem eine Untersuchungsmethode eine Kraftvermehrung proportional der vierten Potenz, eine andere aber eine Vermehrung proportional der zweiten Potenz der Annäherung nachzuweisen scheint.

Was die Abhängigkeit der Kraft von der Bewegung betrifft, so scheint es, als ob die Ablenkung der ruhenden Nadel der Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe proportional sei. Auch dann wenn die Scheibe in Ruhe ist und dämpfend auf die in Schwingungen versetzte Nadel wirkt, ist der Einfluss bei grösseren Schwingungen, mithin bei grösserer Geschwindigkeit stärker als bei kleineren.

Wenn man ferner den auf den Magneten wirkenden Körper nach Masse, Form und Substanz änderte, so zeigten sich ebenfalls beträchtliche Unterschiede in der ausgeübten Kraft. Die Masse wurde dadurch verändert, dass man immer mehr und mehr Kupfer- oder andere Metallplatten unter die schwingende Magnetnadel legte, oder dieselbe mit einer immer grössern Anzahl von Metallringen umgab und den dämpfenden Einfluss beobachtete. Es zeigte sich, dass derselbe bis zu einer gewissen Dicke der Metallmasse wuchs, dass von da ab aber die Vermehrung unmerklich wurde. In Betreff der Form zeigt sich, dass, wenn man z. B. zwei sonst gleiche Kupferscheiben, von denen die eine in der Richtung der Halbmesser mehrfach eingesägt, die andere aber unverletzt ist, nach einander in demselben Abstand unter einer Declinationsnadel rotiren lässt, die letztere der unverletzten Scheibe weit leichter folgt, als der eingeschnittenen. Werden dagegen die Einschnitte wiederum mit Metall ausgefüllt, so verschwindet der Unterschied fast gänzlich. Was aber die Substanz der beinflussenden Körper anbelangt, so zeigen die Metalle vorzugsweise starke Wirkung. Doch ist die Wirkung nicht in dem Maasse stärker, als das Metall eine grössere Fähigkeit besitzt, magnetische Eigenschaften anzunehmen, vielmehr zeigt Kupfer eine besonders starke und Silber eine noch stärkere rotationsmagnetische Kraft, während Zink, Zinn, Blei schwächer wirken, Stahl aber einen ganz besonders schwachen Einfluss äussert. Die Fähigkeit, während der Bewegung auf den Magneten zurückzuwirken, ist also vielmehr der galvanischen Leitungsfähigkeit der Metalle proportional; doch sind schlechte Leiter und Nichtleiter, wie Holz, Schwefel, Marmor, Glas und viele andere Substanzen durchaus nicht gänzlich ohne Einfluss auf eine benachbarte in relativer Bewegung befindliche Magnetnadel. Auf eine Verminderung des Leitungsvermögens kommt aber auch die Wirkung der radialen Einschnitte, sowie die schwächere Kraft dünnerer Platten hinaus.

Einen ganz besonderen Einfluss zeigen Schirme, welche in der Form von Metallplatten zwischen die rotirende Scheibe und den Magneten gehalten werden. Besteht ein solcher Schirm aus einer Eisenplatte, so hebt er alle Wirkung des Rotationsmagnetismus auf, gerade so gut, als wenn man sich eines Hufeisenmagneten bedient und diesen beankert, oder eines Stabmagneten und diesen in eine Hülse von weichem Eisenblech steckt. Dagegen vermindern Schirme von andern Metallen zwar ebenfalls die Kraft des Rotationsmagnetismus, doch in unverhältnissmässig geringerem Grade als die eisernen. Von Schirmen endlich, welche aus schlechten Elektricitätsleitern bestehen, hat man eine Schwächung nicht nachweisen können.

Soviel man es nun auch versuchte, die Erscheinungen des Rotationsmagnetismus nach Massgabe der des gewöhnlichen Magnetismus zu erklären, so stiess man doch auf allerhand Widersprüche, von denen manche schon aufgeführt wurden. Namentlich war aber eine Erklärung der folgenden Thatsachen vollkommen unthunlich. Zerlegt man nämlich die ganze Wechselwirkung zwischen Scheibe und Magneten in drei zu einander rechtwinkelige Componenten, von denen die erste der Tangente, die zweite den Radien der Scheibe parallel ist und die dritte senkrecht auf der Oberfläche der Scheibe steht, so kann blos die erste als eine anziehende Kraft betrachtet werden, wie die bisherigen Versuche zur Genüge zeigen. Was die zweite Componente anbelangt, so erfährt man ihre Wirkung, wenn man sich einer senkrecht gestellten Inclinationsnadel bedient, die sich blos in der Richtung der Radien über der rotirenden Scheibe bewegen kann. Eine solche Nadel wird aber mit ihrem der Scheibe zugewandten Pol nach dem Drehungsmittelpunkt hingezogen, blos etwa innerhalb der ersten zwei Drittel des Halbmessers; näher an der Peripherie der Scheibe wird er dagegen vom Mittelpunkt abgestossen, und an der bezeichneten Stelle sowie im Mittelpunkt selbst wirkt die rotirende Scheibe gar nicht auf ihn ein. Die dritte Componente endlich wird isolirt, wenn man einen Magneten von dem Ende eines Wagebalkens senkrecht über der rotirenden Scheibe herabhängen lässt und ihn auf der andern Seite der Wage äquilibrirt. Diese Componente erweist sich jedoch über allen Stellen der Scheibe als abstossend. Würden nun die Principien des gewöhnlichen Magnetismus zur Erklärung des Rotationsmagnetismus genügen, so müsste der herabhängende Magnetpol in der Scheibe einen befreundeten Pol hervorrufen und durch diesen angezogen werden.

Solche Widersprüche bewogen Poisson zu einer mathematischen Erörterung, in welcher er nachwies, dass der in Bewegung, also in dem Process beständiger Vertheilung und Wiederausgleichung begriffene Magnetismus ganz andern Gesetzen gehorchen müsse als der gewöhnliche, im Zustand des Gleichgewichtes befindliche. Sind nun auch die Ergebnisse der Rechnung ein treuer Widerschein der durch die Versuche gewonnenen, so konnte doch das künstliche Gebäude dieser Theorie keine vollkommene Befriedigung gewähren. Erst nach Entdeckung der Inductionserscheinungen war eine lichtvolle Deutung des Rotationsmagnetismus möglich.

I. Ueber Beobachtungen von Inductionsströmen vor der eigentlichen Entdeckung dieses Gebietes durch Faraday finden sich ungleich weniger Nachrichten vor, als über elektromagnetische Beobachtungen vor Entdeckung des Elektromagnetismus. Immerhin sind in vereinzelten Fällen hierher gehörige Thatsachen schon aufgezeichnet worden. So erzählt v. Humboldt [1], dass es Ritter mehrfach geglückt sei, zwei Eisennadeln zu wirksamen Excitatoren des Galvanismus zu machen, wenn eine derselben durch Streichen magnetisirt worden sei. Ritter schrieb die zur galvanischen Erregung nothwendige Heterogenität dem Magnetismus, nicht aber der veränderten Politur zu, denn eine mit Zink geriebene Eisennadel gab mit einer nicht geriebenen keinen Strom. Humboldt [2] selbst hatte bisweilen Zuckungen an Froschschenkeln durch magnetisirten Stahl wahrgenommen, doch waren die Erscheinungen zweifelhaft, und aus absichtlich darauf hinzielenden Versuchen schloss er, dass der Magnetismus kein Erreger des Galvanismus sei. Offenbar sind aber hier Inductionsströme thätig gewesen, die entstanden waren durch die Annäherung des unmagne-

tischen Eisenstücks an einen Pol des magnetisirten Stückes und sich durch den Froschschenkel hindurch ausgleichen konnten.

Auf diese Nachrichten hin stellte v. ARNIM [3] folgende Versuche an. An einen Froschschenkel, der schon so weit abgestorben war, dass eine Combination von Stahl und Eisen keine weiteren Zuckungen hervorrufen konnte, wurde in gewöhnlicher Weise ein Eisenstück und ein Magnet angelegt, worauf sofort eine Zuckung erfolgte. In andern Fällen beobachtete aber v. ARNIM die Inductionsströme nicht, wo sie ebenso gut als in dem vorigen Beispiel hätten hervortreten müssen. Ingleichen beobachtete er keine Zuckungen, wenn zwei gleichstarke Magnete, mit ihren ungleichnamigen Polen gegeneinander gelegt, das Präparat berührten, während die Zuckung eintrat, wenn die gleichnamigen Pole gegeneinander gelegt wurden. Freilich fehlt die Nachricht, ob in diesen Fällen die Berührung der Magnete untereinander, oder ob die Berührung der Magnete mit dem Präparat die frühere war, was für eine galvanische Erregung, nicht aber für die Erregung von Inductionsströmen gleichgültig ist.

Ferner beobachtete AMPÈRE [4] eine Inductionserscheinung, als er in DE LA RIVE's Laboratorium untersuchen wollte, ob auch andere Metalle als das Eisen durch den galvanischen Strom magnetisch erregt würden. Er hing einen ringförmig gebogenen Kupferstreifen in verticaler Ebene in einer feststehenden Drathspirale beweglich auf und liess dieselbe von den beiden Schenkeln eines kräftigen Hufeisenmagneten ohne Berührung umfassen. Er beobachtete im Moment der Schliessung einer galvanischen Kette durch die Spirale eine Ablenkung des Ringes durch die Magnetpole. Die Erscheinung deutete auf einen vorübergehenden Magnetismus. Jedenfalls ist bei diesem Versuch die Ablenkung des Ringes entgegengesetzt derjenigen gewesen, welche eine magnetische Substanz unter ähnlichen Bedingungen gezeigt haben würde. Dass AMPÈRE diesen Umstand übersehen hat, erklärt sich wohl aus der Erwartung einer magnetischen Ablenkung, rechtfertigt wenigstens nicht die Zweifel, die später FARADAY [5] gegen die Beobachtung erhob.

Liegen nach dem Gesagten Versuche ohne Deutung vor, so findet sich auch eine Deutung ohne Versuche schon aus dem Jahre 1822 aufgezeichnet. POHL [6] sagt nämlich u. a., dass eine jede noch so schwache oder starke elektrische oder magnetische Spannung nothwendig mit einem zugleich bestehenden und nur der sinnlichen Wahrnehmung sich entziehenden Minimum der entgegengesetzten Spannung in Oscillation begriffen sein müsse, so wie etwa der Hauptimpuls einer in einer Glasröhre bewegten Quecksilbermasse mit den rückgängigen bis zu Minimis deprimirten Impulsen der Masse in Wechselwirkung stehe u. s. f. Schade, dass sich POHL nicht deutlicher ausgesprochen und unklare naturphilosophische Raisonnements einer klaren experimentellen Darstellung vorgezogen hat, er würde neun Jahre früher sich mit dem Ruhm und die Wissenschaft mit dem Erfolg der Entdeckung der Induction bereichert haben.

II. Am 22. November 1824 theilte ARAGO [7] der französischen Akademie die Ergebnisse von Versuchen mit, denen zufolge eine über Metallen und andern leitenden Substanzen schwebende Magnetnadel eine rasche Abnahme der Schwingungsweiten erfährt, ohne dass die Schwingungsdauer merklich verändert wird. Schon in der Sitzung des 7. März 1825 zeigte er einen Apparat vor, welcher das Umgekehrte der vorigen Beobachtung nachwies. Eine Platte von Kupfer nämlich oder von mancherlei andern festen oder flüssigen Substanzen unter und parallel zu einer horizontal schwebenden Magnetnadel in Rotation versetzt, lenkt die Nadel in dem Maasse weiter aus der natürlichen Gleichgewichtslage ab, als sie derselben näher steht oder als die Drehungsgeschwindigkeit vergrössert wird. Bei genügender Vermehrung der einwirkenden Kraft dreht sich sogar die Nadel im Kreise um den Faden, an welchem sie aufgehangen ist. Ablenkung und Drehung der Nadel geschehen in dem-

selben Sinne, in welchem die Scheibe in Rotation versetzt wird. Das sind die ersten Mittheilungen über die Entdeckung des **Rotationsmagnetismus**, der viele Versuche und Hypothesen veranlasste, seine Erklärung aber erst fand nach Entdeckung der Inductionsströme durch FARADAY.

Die erste Mittheilung ARAGO's geschah in einem freien Vortrag vor der französischen Akademie der Wissenschaften. Daher mag die Unvollständigkeit der citirten Auszüge rühren, und daher mag es kommen, dass manche Einzelbeobachtungen ARAGO's erst nachträglich aus andern Mittheilungen bekannt wurden. So hatte er schon gezeigt, dass eine zwischen die rotirende Kupferplatte und den Magneten gehaltene Eisenplatte die Wechselwirkung der erstern gänzlich aufhebe, dass aber Platten von andern Metallen nur die Einwirkung vermindern. Ingleichen beobachtete er schon, dass Scheiben mit radialen Einschnitten eine weit geringere Wirkung äussern als unverletzte [8].

Um den Fundamentalversuch des Rotationsmagnetismus darzustellen, bedient man sich gewöhnlich eines in einem Kasten eingeschlossenen Räderwerks, oder besser wie in *Fig. 206* einer gewöhnlichen Centrifugalmaschine, mittelst deren man eine Scheibe *k* von starkem Kupfer in horizontaler Ebene in Rotation versetzt. Ueber der Scheibe wird ein horizontaler Magnetstab *ns* an einem Coconfaden aufgehangen. Um den durch die rotirende Scheibe veranlassten Luftzug abzuhalten, ist es zweckmässig, einen mit Pergament oder Papier bedeckten Rahmen *ac* zwischen Scheibe und Magneten zu stellen. Während nun der Magnet durch die rotirende Scheibe abgelenkt oder sogar ebenfalls in Drehung versetzt wird, beobachtet man keinerlei Einfluss, wenn man statt des Magneten einen unmagnetischen Stab, etwa eine Glasstange an den Faden hängt.

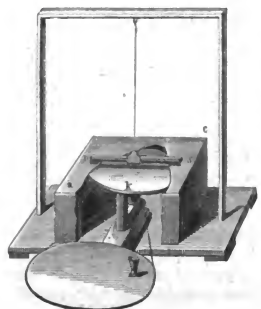


Fig. 206.

Noch ehe die Versuche ARAGO's bekannt geworden waren, hatte BARLOW [9], veranlasst durch eine Beobachtung CHRISTIE's, dass eine in eine andere Lage gebrachte eiserne Platte eine dauernd veränderte Polarität zeigt, eine Reihe von Versuchen angestellt, die ebenfalls hierher gehören. Er liess nämlich eine 30 Pfund schwere Shrapnelkugel von 8 Zoll Durchmesser zwischen Bolzen von Kanonenmetall auf einem hölzernen Gestell mit einer Geschwindigkeit von 720 Umdrehungen in der Minute rotiren. Die Rotationsaxe war horizontal und lag in der Ebene des magnetischen Meridians oder senkrecht zu derselben. Führte er nun eine kleine Kompassnadel im horizontalen grössten Kreise um dieselbe herum, so erfuhr die Nadel an den vier Stellen, welche um 30° von der Rotationsaxe abstanden, keine Ablenkung. Zwischen diesen Punkten über die Drehungspole hinweg war die absolute Ablenkung entgegengesetzt derjenigen, die über den Aequator hinweg zwischen denselben Punkten beobachtet wurde. In *Fig. 207* sind die Beobachtungen wiedergegeben. Es bedeutet der innere Kreis um *S* die Kugel, *ab* ihre Rotationsaxe und die an der Peripherie des grössern Kreises gezeichneten Pfeile die Magnetnadel, welche mit ihrem den

Fig. 207.

Spitzen entsprechenden Nordpole in die Richtung der punktirten Pfeile abgelenkt wurde. — Da nun die Grösse der Ablenkung sehr unregelmässig war, richtete BARLOW mit Hülfe äusserer Magnetkräfte die Nadel vor Beginn der Rotation den Tangenten an der Kugel parallel, wie die Pfeile in *Fig. 208* darstellen, in welcher *ab* die Rotationsaxe und *cd* den Aequator der Kugel *S* bedeuten. Ging nun die Bewegungsrichtung der oberen Theilchen der Kugel nach der Nadel hin, so wurde der (den Pfeilspitzen entsprechende) Nordpol derselben überall angezogen, bei umgekehrter Rotationsrichtung aber abgestossen. Wurde die Nadel über den Aequator hinweg in senkrechter Ebene geführt, so stellte sie sich in den 54° vom Horizont abstehenden Punkten senkrecht zur Rotationsaxe. In *Fig. 209* bedeute der Kreis um *s* den Aequator der im Sinne des gefiederten Pfeiles rotirenden Kugel, und *ht* sei der horizontale, *zn* der verticale Durchmesser. Nun wurde auf den zwischen den 54° Punkten über *h* und *t* hinweggehenden Stellen der Nordpol der Nadel (entsprechend den Spitzen der ungefiederten Pfeile) der Drehungsrichtung entgegengeführt, während umgekehrt der Südpol sich dieser Richtung entgegenbewegte auf den Stellen, welche zwischen den 54° Punkten liegen und über *z* und *n* hinweggehen. — Alle hier beschriebenen Erscheinungen zeigten sich jedoch blos an der rotirenden Kugel, und verschwanden sofort, wenn dieselbe zu schwingen aufhörte.

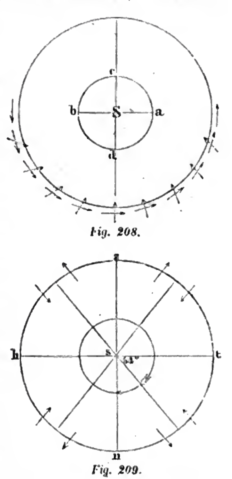


Fig. 208.

Fig. 209.

Die vorstehenden Versuche waren in der Zeit zwischen dem September 1824 und dem April 1825 angestellt worden. Nachdem nun BARLOW von ARAGO's Versuchen erfuhr, wiederholte und modificirte er dieselben in Gemeinschaft mit MARSH [10]. Veranlasst durch jene früher gemachten Beobachtungen glaubten sie den Rotationsmagnetismus durch die Annahme einer dem Kupfer zukommenden schwachen Magnetkraft erklären zu können, eine Meinung, welche zuerst von DUHAMEL [11] aufgestellt worden ist. Sie stützten ihre Behauptung dadurch, dass sie durch Annäherung und Entfernung eines Kupferstabes an eine Kompassnadel, entsprechend dem Takt der Nadelschwingungen, dieser eine bedeutende Ablenkung ertheilen konnten. Doch waren hierzu nicht alle Kupfersorten geeignet. Ingleichen beobachteten sie, dass eine rotirende Eisenscheibe der darüber aufgehangenen Nadel eine stärkere Ablenkung ertheilte, als eine Kupferscheibe. Liessen sie eine Scheibe in verticaler Ebene vor einer horizontalen Magnetnadel rotiren, deren Richtkraft durch einen entgegengehaltenen Magnetstab geschwächt war, so erhielten sie keine Ablenkung, wenn die Nadel der Drehungsaxe gegenüberstand, wohl aber, wenn sie irgend einer andern Stelle entgegengehalten wurde. Endlich erhielten sie durch eine nach AMPÈRE's Angabe sternförmig eingesägte Kupferscheibe eine weit geringere Nadelablenkung als durch eine massive Scheibe.

III. Eine ungleich bedeutendere Erweiterung erfuhr das Gebiet, namentlich soweit es sich um die Dämpfung schwingender Magnetnadeln mittels untergelegter Metallscheiben handelt, durch SEEBECK [12]. Derselbe liess zuvörderst an Coconfäden aufgehangene Magnetnadeln über verschiedenen Metallen schwingen und beobachtete die Anzahl von Schwingungen, welche die Nadeln gebrauchten, um aus einer anfänglichen Schwingungsweite von 45° auf eine Schwingungsweite von 10° herabzukommen. Eine Nadel, welche über einer Marmorplatte in diesem Intervall 116

Schwingungen vollführte, brauchte, wenn sie sich 3 Linien weit über einer 0,3 Linien dicken Kupferplatte (von grösserem Durchmesser als die Nadellänge) befand, nur 62 Schwingungen, über einer $1/2$ Linie dicken Zinkplatte aber 71 Schwingungen.

Um den Einfluss der Dicke der dämpfenden Metallmasse zu ermitteln, schichtete er mehre Kupferplatten von je 0,9 Linien Dicke gleichzeitig unter die Nadel. Zwischen den so eben angegebenen Elongationen ermittelte er folgende Schwingungszahlen:

über	1	Platte	brauchte	die	Nadel	26	Schwingungen,
,,	2	,,	,,	,,	,,	17—18	,,
,,	3	,,	,,	,,	,,	14	,,
,,	4	,,	,,	,,	,,	13	,,
,,	5	,,	,,	,,	,,	12	,,
,,	6	,,	,,	,,	,,	12	,,
,,	7	,,	,,	,,	,,	11	,,
,,	8 bis 45	,,	,,	,,	,,	11	,,

Aehnliche Versuche mit Zinkplatten angestellt, bestätigten, was schon aus dem obigen Versuche hervorgeht, dass das Zink ebenfalls die Bewegungen der Nadel dämpft, aber nur ungleich schwächer wirkt als das Kupfer. Beide Versuchsreihen zeigten aber, dass die dämpfende Wirkung mit der Masse des Metalls zunimmt, jedoch nur bis zu einer gewissen Grenze.

Aus andern Versuchsreihen ging hervor, dass die bekannte VOLTA'sche Spannungselektricität heterogener Metalle nicht die Ursache der in Rede stehenden Erscheinungen sei. Wurde nämlich eine Reihe von Kupfer- und Zinkplatten abwechselnd geschichtet unter die Nadel gelegt, so wirkte sie schwächer, als wenn alle Kupferplatten unmittelbar unter die Nadel gelegt waren und dann die Zinkplatten folgten. Es wurde sogar schon eine stärkere Dämpfung beobachtet, wenn bei der abwechselnden Schichtung die oberste Platte eine Kupferplatte war, als wenn das Zink oben lag. Von noch geringerem Einfluss war eine offene VOLTA'sche Säule, aus denselben Platten mit zwischengelegten feuchten Leitern aufgeschichtet.

Um die schon hiernach wahrscheinliche Abhängigkeit der Dämpfung von der Substanz zu ermitteln, wurden Platten von verschiedenen Metallen, als Quecksilber, Wismuth, Platin, Messing u. s. w. geprüft. Stellte sich auch die erwartete Beziehung deutlicher heraus, so führten doch die Versuche zu keinem vergleichbaren Ergebniss, da die Abmessungen der Platten variirten.

Entschiedener dagegen sind die Resultate eines Versuches bezüglich der Abhängigkeit von der Intensität des Magnetismus der schwingenden Nadel. Vergleichende Versuche mit einer magnetisirten Stahl- und Nickelnadel zeigten nämlich, dass letztere wegen des schwächern Magnetismus mit bedeutend geringerer Kraft gehemmt wurde.

Andere Messungen bestätigten, die schon von ARAGO gemachte Beobachtung, dass, trotz der Verminderung der Schwingungsweite, die Schwingungszeit der Nadel dieselbe blieb, die unter sonst gleichen Umständen, aber ohne dämpfenden Einfluss beobachtet wurde. In dieser Beziehung verhält sich also der Rotationsmagnetismus ähnlich, wie der Widerstand der Luft oder die Torsion des Fadens, an welchem die Nadel aufgehangen ist.

Noch verdient hervorgehoben zu werden, dass SEEBECK mehre Legirungen ausfindig machte, welche keine oder nur eine sehr geringe Wirkung auf die schwingende Nadel ausüben. Veranlasst durch eine Beobachtung von GELLERT und RINMANN, dass Antimon die magnetischen Eigenschaften des Eisens vermindere, prüfte er eine Legirung von 4 Theilen Antimon und 1 Theile Eisen, und fand, dass eine davon gefertigte Platte die schwingende Nadel ebenso wenig dämpfe, als

eine Marmorplatte, während eine gleich dicke Platte von reinem Antimon eine beträchtliche Wirkung übte, und eine Eisenplatte eine noch ungleich bedeutendere. Ganz ähnlich verhielt sich eine Legirung von 2 Theilen Kupfer und 1 Theil Nickel.

Auch SEEBECK glaubt die Ursache der Erscheinung in einer durch die Nadel veranlassten Magnetisirung der unterliegenden Metallplatte suchen zu müssen.

IV. Eine fernere Ausbeute geben die Untersuchungen über Rotationsmagnetismus von BABBAGE und HERSCHEL [13], CHRISTIE [14], PREVOST und COLLADON [15], BACELLI und NOBILI [16], AMPÈRE und COLLADON [17], STURGEON [18], BAUMGARTNER [19]. Die daraus hervorgehenden Erweiterungen mögen folgendermassen zusammengestellt werden.

Umkehrungen der ursprünglichen Versuche ARAGO's bewirkten BABBAGE und HERSCHEL, indem sie einen Magneten unter einer beweglich aufgehangenen Kupferscheibe rotiren liessen, und beobachteten, dass letztere der Bewegung folgte. Ferner beschwerte STURGEON eine in verticaler Ebene leicht bewegliche Kupferscheibe an einer Stelle der Peripherie, um ihr eine Tendenz zu geben, sich mit dieser Stelle nach unten zu senken. Er versetzte sie in Schwingungen durch Erhebung der beschwerten Stelle bis zur Höhe der Axe und zählte die Oscillationen, bis die Scheibe wieder in Ruhe war. Wurde derselbe Versuch angestellt, während sich die Scheibe zwischen den Polen eines Hufeisenmagneten befand, so war die Anzahl der Schwingungen um die Hälfte grösser als im vorigen Falle. Dieses Ergebniss ist um so auffälliger, als die Schwingungszahl von Magnetnadeln unter Einfluss von ruhenden Kupferscheiben vermindert wird.

Dass bei den in Rede stehenden Erscheinungen stets Magnetismus ins Spiel kommen muss, geht aus andern Versuchen von BABBAGE und HERSCHEL, sowie von BACELLI und NOBILI hervor. Sie hingen nämlich leicht bewegliche Kupferscheiben, letztere auch Kupfernadeln, über einer rotirenden Kupferscheibe auf, konnten aber keinerlei Einwirkung beobachten. CHRISTIE konnte auch dann keine Wirkung einer rotirenden Kupferscheibe auf eine andere darüber befindliche wahrnehmen, wenn unter ersterer ein Magnet stand. Wenn er aber sah, dass eine sehr beweglich über einem rotirenden Magneten aufgehangene Scheibe von Zeichenpapier sich gegen denselben herabsenkte, obschon ein vor Zugluft schützender Schirm von Papier zwischen beiden ausgespannt war, so lässt sich diese Beobachtung wohl anderweit erklären. Durch die Wirkung der Centrifugalkraft entstand nämlich im Bewegungsraum des Magneten eine Luftverdünnung, die sich durch den Schirm hindurch fortpflanzte und saugend auf die bewegliche Papierscheibe wirkte. BAUMGARTNER will dagegen Bewegungen an Kupfer- und Messingstreifen, sowie an einer unmagnetischen Eisennadel wahrgenommen haben, wenn sie unter einer Glasglocke und über einer rotirenden Kupferscheibe sich befanden; doch möchte diese Beobachtung einer Bestätigung bedürfen. Ingleichen fand er, dass ein horizontal und isolirt aufgehangener und mit freier Elektricität gefüllter Messingstab sehr leicht den Bewegungen einer unter ihm rotirenden Kupferscheibe folgte.

Während ferner BACELLI und NOBILI keine Einwirkung einer rotirenden Kupferscheibe auf einen beweglichen galvanischen Stromleiter beobachten konnten, welche Gestalt sie demselben auch geben mochten, wiesen AMPÈRE und COLLADON die Ablenkung eines spiralförmigen Rheophors nach, dessen nach oben gebogene Enden in zwei über einander stehende Quecksilbernäpfchen nach bekannter Anordnung beweglich eintauchten, und später gelang es POHL [20] auch die Ablenkung des einfachen Schliessungsdrathes nachzuweisen.

Eine Bestätigung der SEEBECK'schen Beobachtung, dass stärkere Magnete durch die Kupferscheibe stärker beeinflusst werden als schwächere, gab CHRISTIE. Eine 42,5 Gran schwere Nadel wurde nämlich durch die rotirende Scheibe nur um 20°

abgelenkt, während ein gleichlanger, aber 197 Gran schwerer Magnetstab in demselben Abstand und bei derselben Geschwindigkeit der Scheibe sogar in rasche Rotation versetzt wurde. Ferner versetzte er zwei auf einer Holzscheibe übereinander liegende Magnete mit dieser in Rotation und hing eine Kupferscheibe parallel zu derselben beweglich auf. Die letztere folgte unter sonst gleichen Umständen weit leichter der Rotation, wenn die Magnete mit ihren gleichnamigen Polen, als wenn sie mit ihren ungleichnamigen Polen übereinander lagen. Dagegen war aber die Kraft merklich gleich befunden, wenn die Magnete der Rotationsaxe parallel standen, und wenn ihre gleichnamigen oder wenn ihre ungleichnamigen Pole gleichzeitig der Kupferscheibe zugewandt wurden. Die letzten beiden Beobachtungen verificiren auch Prevost und Colladon. Sie finden sogar eine solche astatische Nadel am empfindlichsten, welche einen Pol in der Mitte ihrer Länge hat, und zwei gleichnamige an den Enden. Wenn sie dagegen einen Magneten an einem Pole aufhingen und um ihn herum einen Kupfercylinder rotiren liessen, sodass Magnet und Cylinderaxe zusammenfielen, so erhielten sie keine Wirkung.

Um die Frage zu entscheiden, ob allein durch den Act der Bewegung das Kupfer magnetische Eigenschaften erhielte, hingen Bacelli und Nobili eine Eisennadel im Innern eines rotirenden Kupfercylinders auf, fanden jedoch, dass dieselbe dadurch in keiner Weise magnetisch wurde.

Eine Abhängigkeit der relativen Geschwindigkeit zwischen Nadel und Kupfer weisen die letztgenannten Autoren durch Beobachtung der dämpfenden Wirkung einer Kupferscheibe auf Nadelschwingungen von verschiedener Amplitude nach. In freier Luft kam nämlich eine Nadel bei 12 Schwingungen und einer anfänglichen Schwingungsweite von 90^0 auf eine Schwingungsweite von 60^0 herab, bei Anwesenheit einer Kupferscheibe waren dagegen nur 3 Schwingungen nöthig um dasselbe zu bewirken. Es verhielten sich also die zu gleichem Effect nöthigen Schwingungszahlen wie 4 : 1. Wurden dagegen ähnliche Versuche mit kleinen anfänglichen Schwingungsweiten wiederholt, so ergab sich nur ein Verhältniss wie 3 : 2. Aehnliche Versuche rühren von Baumgartner her. Er beschleunigte die Schwingungen einer Nadel dadurch, dass er sie an einem plattgewalzten Messingsdrathe aufhing, und fand, dass unter dieser Bedingung die Dämpfung einer darunter befindlichen Kupferplatte stärker ausfiel, als wenn die Nadel an einem Seidenfaden aufgehangen in demselben Abstande von der Platte langsamere Schwingungen vollführte.

Ueber die Abnahme der Kraft mit der Entfernung der Nadel von der rotirenden Scheibe stellte Christie Versuche an. Er fand

bei einer Entfernung von . . .	4 Zoll;	3″5;	3″;	2″5;	2″;
eine Ablenkung der Nadel von	$1^0 39'$;	$3^0 14$;	$6^0 10$;	$14^0 10'$;	$29^0 20'$.

Setzt man nun voraus, dass die Tangente der Ablenkung sich umgekehrt verhält wie die $n$te Potenz des Abstandes zwischen Nadel und Scheibe, dann ergiebt sich für zwei Abstände d und d' und die dazu beobachteten Ablenkungen γ und γ'

$$n = \frac{\lg \operatorname{tg} \gamma' - \lg \operatorname{tg} \gamma}{\lg d' - \lg d}.$$

Berechnete hiernach nun Christie die vorigen Versuche so, dass er d und d' den jedesmaligen Abständen der Nadel von der Mitte der Scheibe gleich setzte, dann fand er im Mittel $n = 4{,}361$; setzte er aber d und d' den Abständen der Nadel von der nächsten Oberfläche der Scheibe gleich, dann ergab sich im Mittel $n = 3{,}605$. Da nun das Mittel aus beiden Mitteln nahe $= 4$ ist, so schloss er, dass die Kraft der vierten Potenz des Abstandes zwischen Nadel und Scheibe proportional sei. Dieser Schluss rechtfertigt sich auch dadurch, dass jeder Magnetpol umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes auf die Scheibe erregend

und diese wiederum umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes auf die Nadel bewegend wirkt. — Bei dünnen Kupferplatten fand er nur eine Kraftverminderung im cubischen oder quadratischen Verhältniss des Abstandes. — Bei verschiedenen Rotationsgeschwindigkeiten fand er die Kraft denselben direct proportional. Die Untersuchungen über das Gesetz, nach welchem die Kraft sich mit der Dicke der Platten ändert, führte zu keinen sicheren Zahlen, sie stellte sich etwa dem Gewicht der Platten einfach proportional heraus. Immerhin darf den hier aufgestellten Gesetzen eine grosse Zuversicht nicht beigemessen werden, wenigstens führen die unter N. VII. anzuführenden mit grosser Genauigkeit angestellten Versuche von SNOW HARRIS zu ganz andern Ergebnissen.

Um die Wirkung verschiedener Substanzen mit der des Kupfers zu vergleichen, benutzten BABBAGE und HERSCHEL Scheiben von gleichen Dimensionen und beobachteten bei gleicher Rotationsgeschwindigkeit derselben die Ablenkung eines darüber stehenden Kompasses. Das Ergebniss ist in der zweiten und dritten Zahlenreihe der folgenden Tabelle für zwei Versuchsreihen gegeben. Die in der vierten Reihe aufgeführten Zahlen wurden dadurch gewonnen, dass ein astatisches Magnetnadelsystem über den rotirenden Scheiben aufgehangen und die Zeit bestimmt wurde, während welcher das Nadelpaar eine gewisse Anzahl von Umdrehungen vollführte. Die gewonnenen Zahlen für Kupfer = 1 sind nun folgende:

Substanzen.	Erste Methode.		Zweite Methode.
Kupfer	1,00	1,00	1,00
Zink	0,90	0,93	1,11
Zinn	0,47	0,46	0,51
Blei	0,25	0,25	0,25
Antimon	0,11	0,09	0,01
Wismuth	0,01	0,02	—
Holz	0,00	—	—

Auch Kohle und Silber zeigten die rotationsmagnetische Kraft, letzteres in ganz besonderer Stärke. Merkwürdig ist, dass bei einer sonst so grossen Uebereinstimmung der Zahlen, Kupfer und Zink nach beiden Methoden ihre Stellen vertauschten. Doch scheint dieses von einem Beobachtungsfehler bei Anwendung der zweiten Methode herzurühren, denn BACELLI und NOBILI bestätigten bei Wiederholung der Versuche die Aufeinanderfolge der Metalle, wie sie nach der ersten Methode gegeben sind. Sie fanden nämlich:

Für Kupfer eine Nadelablenkung von 55°
„ Zink „ „ „ 14°
„ Messing „ „ „ 11°
„ Zinn „ „ „ 10°
„ Blei „ „ „ 8°

Wegen einer andern Bestätigung durch SNOW HARRIS mag auf N. VII. verwiesen werden. Gleichzeitig fanden die letzten Beobachter durch Versuche mit heissen und kalten Scheiben, dass die Temperatur derselben keinen merklichen Einfluss habe, wohingegen durch Scheiben aus schlechten Elektricitätsleitern — Holz, Glas u. s. w. — keine Ablenkung der Nadel beobachtet wurde.

Wieder andere Untersuchungsreihen wurden veranlasst, um den Einfluss radialer Einschnitte in die rotirende Scheibe auf die Kraft zu ermitteln. BABBAGE und

Herschel machten nämlich allmälig mehr und mehr Einschnitte in eine kreisrunde Bleiplatte derart wie sie unter *a*, *b*, *c*, *d*, *e* in *Fig. 210* angedeutet sind. Liessen sie die Scheibe unter einem astatischen Nadelpaar rotiren und bestimmten die Zeit, welche das Paar gebrauchte, um mit stets derselben Anzahl von Umläufen der Scheibe zu folgen, so ergaben sich folgende Verhältnisszahlen für die Grösse der Kraft:

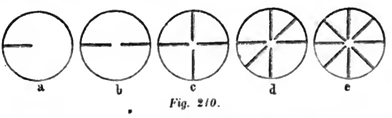


Fig. 210.

für die unverletzte Scheibe	1181
a. für die Scheibe mit 1 Schnitt	1047
b. „ „ „ „ 2 Schnitten	913
c. „ „ „ „ 4 „	564
d. „ „ „ „ 6 „	432
e. „ „ „ „ 8 „	280

Bei einer Eisenplatte wurde durch ein ähnliches Verfahren nur eine geringe Aenderung gefunden, bei Kupfer dagegen eine Kraftverminderung im Verhältniss von 1 : 0,2. Eine dünne Kupferscheibe mit Einschnitten versehen zeigte eine sehr starke Kraftabnahme. Wurden die Schnitte mit Zinn wieder ausgelöthet, so war die Kraft fast ebenso gross als die der unverletzten Platte. Aehnliches ergab eine Messingscheibe. Die Verhältnisszahlen sind die folgenden:

Kupferscheibe unverletzt	1,00
dieselbe eingeschnitten	0,20
dieselbe mit Zinn ausgelöthet	0,91
Messingscheibe unverletzt . .	1,00
dieselbe eingeschnitten	0,21
mit Wismuth ausgelöthet. . .	0,53
mit Zinn ausgelöthet	0,88
mit Blei ausgelöthet	0,85

Offenbar zeigt sich in diesen Zahlen eine Beziehung der Kraft zum Leitungsvermögen des Löthmittels für galvanische Ströme. — Aehnliche, aber weniger ausgedehnte Versuchsreihen stellten Bacelli und Nobili mit ähnlichem Erfolge an. Prevost und Colladon substituirten eine ebene Spirale von Kupferdrath statt der massiven Scheibe und fanden ebenfalls eine beträchtliche Kraftverminderung.

Ueber den Einfluss von Platten, welche man zwischen der rotirenden Scheibe und dem Magneten aufstellte, sind die Meinungen der Beobachter getheilt. Babbage und Herschel legten Platten von Papier, Holz, Glas, Kupfer, Zinn, Zink, Blei, Wismuth, Antimon und verzinntem Eisenblech zwischen die rotirende Scheibe und den Magneten und massen die Zeit, die bei gleicher Umdrehungsgeschwindigkeit nöthig war, um dem Magneten eine gewisse Anzahl von Umdrehungen zu ertheilen. Mit Ausnahme des Eisens konnte aber keine Verzögerung wahrgenommen werden. Die Eisenplatte wirkte jedoch in ähnlicher Weise bis zum Verschwinden schwächend, als wenn der Magnet unmittelbar mit einem Anker versehen wurde. — Prevost und Colladon fanden dagegen, dass ein Schirm von Kupfer und Zink zwischen Scheibe und Nadel gelegt den Effect schwäche, und zwar um so stärker, je näher sie an der Nadel stehen. Einen Schirm von Glas fanden sie aber ebenfalls ohne Einfluss. Wurden die metallnen Schirme mit Löchern vom Durchmesser der Nadellänge versehen, so verschwand ihre schwächende Wirkung fast gänzlich. Die spätere Lösung des Räthsels vom Rotationsmagnetismus hat die Richtigkeit der letzteren Beobachtungen nachgewiesen.

V. Soweit die hier genannten Autoren eine Vermuthung über das Wesen des Rotationsmagnetismus aussprechen, wollen sie denselben herleiten aus einer Magnetisirung, welche die rotirende Platte durch den benachbarten Magneten erfährt. Gegen diese Meinung trat nun ARAGO [21] auf. Allerdings haben die Beobachtungen COULOMB's auch an den sogenannten unmagnetischen Metallen magnetische Eigenschaften nachgewiesen, es stellte sich aber vom stärksten nach dem schwächsten fortschreitend die folgende Reihe heraus:

Blei, Zinn, Silber, Kupfer, Gold.

Für die Stärke des Rotationsmagnetismus fanden dagegen BABBAGE und HERSCHEL, sowie BACELLI und NOBILI gerade die umgekehrte Reihenfolge und zwar:

Kupfer, Zink, Messing, Zinn, Blei.

Ferner untersuchte ARAGO die totale Kraft des Rotationsmagnetismus nach drei zu einander rechtwinklichen Componenten und zwar parallel zur Tangente der rotiren den Scheibe, parallel zum Radius und senkrecht zur Ebene der Scheibe. Die Componente parallel zur Tangente der Scheibe ist die bisher von allen Beobachtern behandelte Wirkung. Nach dieser Richtung zeigt sich eine Anziehung zwischen Magnet und Scheibe. Wird aber eine nur in der Richtung der Radien bewegliche Inclinationsnadel ns... der *Fig. 211* vertical über der Ebene der horizontalen rotirenden Scheibe DD aufgestellt, so beharrt die Nadel sowohl über dem Mittelpunkt selbst, als auch über einem Kreise von gewissem Halbmesser in der verticalen Lage wie ns und $n''s''$ ohne abgelenkt zu werden. Zwischen den beiden genannten Lagen wie in $n's'$ wird dagegen das untere Nadelende nach dem Mittelpunkt hingezogen, ausserhalb aber wie in $n'''s'''$ von dem Mittelpunkt abgestossen. Die Wirkung der dritten Componente wird endlich isolirt, wenn man einen von einem Wagebalken senkrecht herabhängenden und äquilibrirten Magnetstab über der rotirenden Scheibe aufstellt. Es zeigt sich, dass ein solcher Magnetstab stets abgestossen wird. — Eine Abstossung wie in den beiden letzten Fällen erklärt sich aber keineswegs durch die Annahme einer durch den Stab in der Platte hervorgerufenen magnetischen Vertheilung. Und wäre überhaupt eine solche bei dem fraglichen Phänomen thätig, so könnte bei den gewöhnlichen Versuchen nur höchstens eine Nadelablenkung von ein paar Secunden wahrgenommen werden, während dieselbe in Wahrheit bisweilen im ganzen Kreise umhergeführt wird. Die Erklärung durch magnetische Erregung ist also jedenfalls nicht zutreffend, eine andere giebt jedoch ARAGO nicht, meint vielmehr, dass eine Flächenwirkung der unmagnetischen Körper auf den Magneten im Spiel sein dürfte.

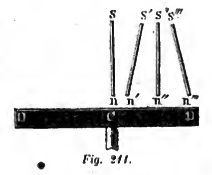


Fig. 211.

Hatten ferner BACELLI und NOBILI keine Ablenkung der Nadel durch rotirende Scheiben von Halbleitern und Nichleitern für Elektricität nachweisen können, so zeigt ARAGO, dass sie dennoch nicht ohne Einfluss seien, dass vielmehr auch schlechte Elektricitätsleiter eine sehr merkliche dämpfende Wirkung auf eine über ihnen schwingende Nadel äussern. Die entgegnenden Versuche sind in folgender von selbst verständlichen Tabelle zusammengestellt:

Eine Magnetnadel hing horizontal über Platten von	Halbe Amplitude		Abstand zwischen Nadel und dämpfender Platte.	Anzahl der Schwingungen.
	von	bis		
Wasser	53°	43°	0mm,65	30
			52	60
Eis	53°	43°	0mm,70	26
			1,26	34
			30,5	56
			52,2	60
Kronglas (andere Nadel)	90°	41°	0mm,91	122
			0,99	180
			3,04	208
			4,01	220

Auf diese Untersuchungen hin bemüht sich nun POHL[20], alle drei Componentenwirkungen des Rotationsmagnetismus zu erklären durch eine auf die Magnetpole ausgeübte Abstossung, hervorgehend — doch wie? ist für einen unphilosophischen Kopf schwer zu erkennen — aus einer Reaction der Scheibe gegen die Einwirkung der Magnetkraft. Er giebt sodann eine sehr bequeme Beobachtungsmethode der hierhergehörigen Erscheinungen an. Eine Kupferscheibe von etwa 1 Fuss Durchmesser, *z o n w* in *Fig. 212*, wird in verticaler Ebene um den Mittelpunkt in rasche Rotation versetzt und verschiedenen Stellen derselben eine gewöhnliche Declinationsnadel gegenübergehalten. Ist nun z. B. *zn* der verticale und *ow* der horizontale von Ost *o* nach West *w* gerichtete Durchmesser und rotirt die Scheibe im Sinne der gefiederten Pfeile, so weicht infolge der tangentialen Componente der vor den Punkt *z* gehaltene Nordpol der Nadel nach Osten ab. Von *z* nach *w* hinabbewegt, nimmt die horizontale Ablenkung der Nadel ab, bis sie vor *w* gleich Null wird. Noch weiter nach *n* hinabgerückt, geht die Ablenkung der Nadel in eine westliche über, die in *n* ihr Maximum hat und dann bei einer Bewegung nach *o* wieder bis Null abnimmt. Bei entgegengesetzter Drehung der Scheibe, wird die Ablenkung die entgegensetzte. — Kann sich nun die Nadel, wenn auch nur so wenig wie die gewöhnlichen Kompassnadeln, in der Verticalebene bewegen, so zeigt sich, was die radiale Componente betrifft, vor *z* bei jeder Rotationsrichtung eine Hebung des Nordpoles. Diese Hebung vermindert sich bei Abwärtsbewegung der Nadel in der Verticalen *zn* bis gegen eine Stelle *q*, wo sie gleich Null wird und bei noch weiterer Niederführung der Nadel geht sie in eine Senkung über. Vor dem Mittelpunkt *c* wird die Neigung wieder Null, zwischen *c* und *p* hebt sich der Pol und zwischen *p* und *n* senkt er sich abermals. Vor dem horizontalen Durchmesser *wo* geht diese Hebung und Senkung in eine horizontale Bewegung der Nadel von Ost nach West und umgekehrt über. Diese Bewegung verdeckt die Wirkung der tangentialen Componente etwas, lässt sich aber von ihr dadurch unterscheiden, dass sie nicht wie jene ihre Richtung mit dem Sinne der Drehung wechselt.

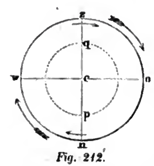


Fig. 212.

Ein anderer Versuch POHL's hat durch spätere Nachweise an Bedeutung gewonnen. Es wurde nämlich ein starker Kupferstreifen zu einem Cylinder gebogen und nachmals um seine horizontal gestellte Axe in Rotation versetzt, während

ihm eine Magnetnadel gegenüber stand. War nun z. B. die Cylinderaxe senkrecht zum magnetischen Meridian gerichtet, befand sich der Nordpol der Nadel auf der Südseite, so erhielt er bei einer beliebigen Drehung des Cylinders vor dem östlichen Rande eine östliche, vor dem westlichen eine westliche und vor der Mitte des Cylinders gar keine Ablenkung. Ebenso wurde der Südpol von beiden Rändern der Nordseite zurückgestossen, während er vor der Mitte ohne Ablenkung blieb.

VI. Die von Arago offen gelassene Frage suchte Poisson [22] zu beantworten, indem er durch Rechnung nachwies, dass „der Magnetismus in Bewegung“ ganz andern Gesetzen folgen müsse als der Magnetismus in Ruhe. In der ersten Form tritt er nämlich bei dem Rotationsmagnetismus entgegen, in der letzteren ist er aber schon seit lange bekannt. Poisson gründet nun seine Rechnung auf verschiedene geläufige oder wenigstens nicht unwahrscheinliche Annahmen. Die magnetischen Erscheinungen leitet er von zwei, unter sich gleichen, aber mit entgegengesetzten Eigenschaften begabten imponderabeln Flüssigkeiten her, welche in den kleinsten Theilchen der Körper in gleicher Menge enthalten sind und in ihnen nur ausserordentlich geringe Verschiebungen erleiden. Diese imponderabeln Flüssigkeiten sind nach Coulomb's Annahme in den Theilchen aller Substanzen, aber je nach den Substanzen in sehr verschiedener Menge enthalten. Einige Substanzen besitzen ferner Coercitivkraft, d. i. sie äussern analog der Reibung bei Maschinen gegen die Verschiebung der beiden magnetischen Flüssigkeiten einen solchen Widerstand, dass eine äussere den Magnetismus vertheilende Kraft immer mit einer gewissen Stärke auftreten muss, um überhaupt nur eine Verschiebung zu bewirken. Ist diese Kraft zu schwach, dann kommt gar keine Verschiebung zustande. Ausser der Coercitivkraft äussern aber die Theilchen der Materie noch einen andern Widerstand gegen die Bewegung der magnetischen Flüssigkeiten, der sich verhält wie der Widerstand der Mittel. Diesem zufolge wird die Wirkung auch der schwächsten äussern Kräfte keineswegs vernichtet, vielmehr wird durch seinen Einfluss nur die Bewegung der Flüssigkeiten in den ponderabeln Theilchen verzögert.

Wird nun eine Substanz, in welcher die Coercitivkraft verschwindend klein ist, der vertheilenden Wirkung eines Magneten ausgesetzt, so gerathen die beiden in ihren Moleculen enthaltenen magnetischen Flüssigkeiten in Bewegung und zwar in um so raschere, je kleiner der Widerstand ist, welchen die Materie ihr entgegensetzt. Die Bewegung erreicht demnächst ihre Endschaft, wenn für längere Dauer der vertheilende Magnet einen in Grösse und Richtung constanten Einfluss ausübt und wenn die magnetischen Flüssigkeiten sich mit dieser äusseren Kraft, sowie mit den in den benachbarten Moleculen ebenfalls zur Vertheilung gekommenen Flüssigkeiten ins Gleichgewicht gesetzt haben. Ist nun der Bewegungszustand beendet, dann befinden sich die magnetischen Flüssigkeiten im Zustande derjenigen Vertheilung, welche als das Ziel der äusseren Kraft bezeichnet werden kann, und für welche Poisson anderweit nachgewiesen hat, dass dann blos in den Oberflächentheilchen der Körper die magnetischen Flüssigkeiten eine Verschiedenheit in ihrer gegenseitigen Lage erhalten haben, während sie in den Theilchen im Innern der Körper sich in demselben Zustand befinden, als ob der erregende Magnet nicht gegenwärtig wäre. Die Rückwirkungen eines Körpers nun, dessen vertheilte magnetische Flüssigkeiten sich in diesem Gleichgewichtszustand befinden, sind bekannt.

Voraussichtlich wird sich aber ein Körper in seinen Wirkungen ganz anders verhalten, so lange die Flüssigkeiten sich in den Moleculen noch in Bewegung befinden. Während dieses Zustandes nämlich äussert sich die magnetische Vertheilung nicht blos an der Oberfläche des Körpers, sondern sie findet in dem ganzen Volumen jedes seiner kleinsten Theilchen statt. So ist es möglich, dass die Grösse der Vertheilung eine bedeutendere sein kann und dass ihre Richtung mit der-

jenigen Richtung zusammenfällt, von welcher her der äussere Magnetpol seine Einwirkung ausübt, während im Falle der Ruhe die Richtung der Vertheilung sich parallel zur Oberfläche des Körpers ordnet. Vor Allem wirkt aber der in Bewegung begriffene Magnetismus durch das Entgegenkommen der befreundeten und durch das Abwärtsgehen der feindlichen Flüssigkeit anders auf den erregenden Magnetpol zurück, als wenn beide Flüssigkeiten in der Ruhelage angekommen sind. Im letzten Falle besteht nämlich die Wechselwirkung der magnetischen Flüssigkeit und der ponderabeln Theilchen in einem Druck, welcher durch das Gewicht gemessen werden kann, während zu diesem im ersten Falle noch gewissermassen die Wirkung eines Stosses hinzukommt. In Betracht nun aber, dass dieser Einfluss der Bewegung nothwendigerweise von der Zeit abhängig ist, so wird er verschwinden, wenn die Zerlegung der Flüssigkeit in verschwindend kleiner Zeit geschieht, und das würde dann der Fall sein, wenn seitens der Substanz des influencirten Körpers der Bewegung kein Widerstand entgegengesetzt würde.

Nach diesen Vorstellungen construirt nun Poisson die Wirkung eines Magneten auf einen rotirenden Körper und dessen Rückwirkung auf den erregenden Magneten selbst. Dadurch nämlich, dass Magnet und Körper ihre gegenseitige Lage beständig wechseln, ist der von ersterem in den Theilchen des letztern erregte Magnetismus nur im Zustande der Bewegung. Auf derjenigen Seite, auf welcher die Körpertheilchen sich den erregenden Polen annähern, wird die anziehende Rückwirkung der in Bewegung befindlichen befreundeten Flüssigkeit durch das Entgegenkommen erhöht und die abstossende der feindlichen durch das Fliehen vermindert, während auf der Seite der Entfernung der Körpertheilchen vom Magneten die anziehende Wirkung durch das Fliehen der befreundeten Flüssigkeit vermindert, die abstossende aber durch das Entgegenkommen der feindlichen vermehrt wird. Dazu kommt, dass die Richtung der Vertheilung quer durch den Körper geschieht, sodass der befreundete Pol auf der dem erregenden Magnetpol zugewandten, der feindliche auf der abgewandten Seite sich befindet. Und wegen des den magnetischen Flüssigkeiten entgegenstehenden Widerstandes gewinnt die Vertheilung erst an solchen Stellen des rotirenden Körpers die grösste Intensität, welche die nächste Nähe am erregenden Pol überschritten haben.

Eine vollständige Lösung der allgemeinen Formeln ermöglicht sich, wenn der rotirende Körper eine Kugel ist. Für den Fall einer Scheibe ist aber nur dann eine solche möglich, wenn die Ränder derselben von den erregenden Magnetpolen zu weit abstehen, als dass sie einen Einfluss ausüben könnten. Was die von Arago experimentell untersuchten drei zu einander rechtwinklichen Componenten der ganzen Wechselwirkung zwischen rotirender Scheibe und Magnet betrifft, so bestätigt die Rechnung jene Ergebnisse der Erfahrung. Nur stellt sich bezüglich der bezeichneten allgemeinen Lösung des Problems für die parallel zum Radius der Scheibe wirksame Componente blos eine Anziehung des nach unten gekehrten Poles der verticalen Neigungsnadel gegen den Drehungsmittelpunkt heraus. Für einen besonderen Fall wurde aber auch mit Berücksichtigung einer grösseren Annäherung der Nadel an den Rand der Scheibe die letztere Componente berechnet, und es liess sich, ebenfalls in Uebereinstimmung mit dem Versuch, eine Indifferenzstelle und zwischen dieser und dem Rande eine Abstossung vom Mittelpunkt nachweisen. Nicht minder hat sich die Theorie bewährt bei ihrer Uebertragung auf den Fall der ruhenden Scheibe und einer über ihr schwingenden Magnetnadel. Ingleichen wurden auch die allgemeinen Formeln auf einen durch den Versuch noch nicht dargestellten Fall übertragen, indem nämlich die Wirkung einer ruhenden Kugel in Frage gestellt wurde, deren Temperatur vom Centrum nach der Peripherie in der Zeit sich ändert, und deren sämmtliche Punkte gleichen und parallelen Kräften ausgesetzt sind. Diese Frage ist um deswillen interessant, weil vorausgesetzt werden muss, dass der

von der Materie der Bewegung der magnetischen Flüssigkeiten entgegengesetzte Widerstand von der Temperatur abhängig sei.

Es ist nicht zu leugnen, dass diese Theorie des Rotationsmagnetismus durch ihre grosse Uebereinstimmung mit der Erfahrung besticht. Doch darf nicht übersehen werden, dass die zu Grunde gelegten Voraussetzungen nicht vollkommen befriedigen. Um die Erscheinungen auf die Vertheilung magnetischer Flüssigkeiten zurückführen zu können, musste eine Verschiedenheit der Wirkung des Magnetismus in Ruhe und in Bewegung zu Hülfe genommen werden. Die von der Bewegung abhängigen Constanten wurden aber erst durch die Versuche nicht nach Coulomb's, sondern nach Arago's Methode ermittelt, und so wurde es möglich, die Uebereinstimmung herbeizuführen. Bedenkt man aber, dass die Wirkung geschlossener galvanischer Ströme die grössten Analogien zu der von magnetischen Polaritäten bietet, so wird jene Uebereinstimmung erklärlich, wenn wir im nächstfolgenden Paragraphen zeigen werden, dass durch Lagenveränderungen zwischen einem Magneten und einem sogenannten unmagnetischen Körper galvanische Ströme erzeugt werden, welche jenen von Poisson prätendirten polaren Aeusserungen entsprechen.

VII. Noch sind ein paar Abhandlungen über den Rotationsmagnetismus bemerkenswerth, welche vor Faraday's Entdeckung der Induction veröffentlicht wurden:

De Haldat [23] unterwirft die bisher bekannten Erscheinungen des Rotationsmagnetismus einer kritischen Prüfung und fügt noch die eine (freilich zweifelhafte) Beobachtung hinzu, dass die Magnetnadel einer Scheibe von glashartem Stahl nicht im Stande ist zu folgen, wenn letztere in bekannter Weise unter ihr gedreht wird, woraus er schliesst, dass die anziehende Kraft der Coercitivkraft der rotirenden Scheibe umgekehrt proportional sei. Die Schlüsse bezüglich der ursächlichen Kraft sind aber keine andern, als die seiner Vorgänger.

Saigey [24] stellte Messungen über die dämpfende Wirkung von Metallplatten auf eine über ihnen schwingende Magnetnadel an, und bediente sich dabei eines nach Art der Coulomb'schen Drehwage eingerichteten Apparates. Die Magnetnadel hing unter einer an dem Umfang in Grade getheilten Glasglocke, und konnte von aussen gehoben und gesenkt werden. Unter der Nadel lag die zu prüfende Metallplatte auf Holzfüssen und diese wiederum standen auf einer Marmorplatte. Die Differenz der Schwingungszahlen, welche ohne und mit der Metallplatte gewonnen wurden bis zu einer gewissen Verringerung der Amplitude nennt Saigey Hemmwirkung (*amortissement*), und diese findet er in geometrischer Reihe abnehmend, wenn die Entfernung der Nadel von der Scheibe in arithmetischer Reihe wächst. Bedeuten y die Hemmwirkung der Scheibe, x den Abstand derselben von der Nadel und a und b zwei Constante, so lassen sich die Versuche durch die Formel

$$y = a b^{1-x}$$

berechnen. Für $x = 1$ ist $y = a$, somit ist a die Hemmwirkung für die Einheit der Entfernung. Ferner ist für $x = 2$, $\frac{y}{a} = b$, d. h. es ist b das Verhältniss zweier um die Einheit der Entfernung verschiedener Hemmwirkungen. Ist nun auch der Formel der Werth eines empirischen Gesetzes beizulegen, indem keinesfalls die Schwingungszahlen oder ihre Differenzen einen Ausdruck der hier thätigen Kräfte abgeben können, so ist doch zu bemerken, dass sechs nach derselben berechnete Versuchsreihen in grosser Annäherung mit den Beobachtungsergebnissen stimmen. Drei dieser Reihen sind für Entfernungen zwischen 1 und 10 Millimeter und drei andere zwischen 1 und 13 Millimeter, und jede einzelne für die drei Amplitudengrenzen zwischen 50° und 30°, 30° und 10°, 50° und 10° durchgeführt. Ebenso fand er das Gesetz für noch zwei andere Kupferscheiben, sowie für eine Zink-, eine Zinn- und eine Bleischeibe bestätigt.

Umfangreicher sind die Untersuchungen über den dämpfenden Einfluss verschiedener Substanzen auf die Nadelschwingungen, welche SNOW HARRIS [25] anstellte. Den Substanzen wurde die Form von dicken Ringen gegeben, in deren Hohlraum der Magnetstab unter der Luftpumpe schwang. Jeder Ring war 1 Zoll (englisch) hoch, hatte 4,75 Zoll innern Durchmesser und je nach dem Versuche verschiedene Dicke. Zur Vergleichung der Versuchsergebnisse bedient er sich der Formel

$$\left(\frac{a}{b} - 1\right) r,$$

wo a die Anzahl der Oscillationen innerhalb eines gegebenen Bogens im luftleeren Raume, b die Anzahl derselben bei gleicher Abnahme der Schwingungsweite, wenn der Stab sich unter Einfluss jener Ringe befindet, und wo r die retardirende Kraft bedeutet, durch welche der Stab beim Schwingen im freien Raume (z. B. infolge der Torsion des Aufhängefadens) zur Ruhe zu kommen strebt. Wenn z. B. der Stab im freien Raume 420 Oscillationen macht, bis der Bogen von 45° auf 10° herabkommt, und wenn die Anzahl der Oscillationen innerhalb desselben Bogens unter Einfluss zweier gegebenen Substanzen bezüglich 30 und 20 beträgt, dann wird die retardirende Kraft der einen durch $\left(\frac{420}{30} - 1\right) r$, die der andern durch $\left(\frac{420}{20} - 1\right) r$ auszudrücken sein. Beide Kräfte verhalten sich also wie 13 : 20. Die verzögernde Kraft des luftleeren Raumes an sich ist $\left(\frac{420}{420} - 1\right) r = 0$.

Auf diese Weise wurde zuerst die Verzögerungskraft einer Anzahl von schlechten Stromleitern bestimmt, welche in folgender Tabelle zusammengestellt sind. Die Körper umgaben die Nadel in Form von Ringen, welche $^1/_5$ Zoll dick waren, und jeder Pol der Nadel stand $^3/_{40}$ Zoll vom Innern des Ringes ab. Es ergab sich:

Für die Substanzen.	Eine Vibrationszahl zwischen 45° und 10°.	Eine Verzögerungskraft.
Freie Luft	232	—
Luftleerer Raum	420	—
Destillirtes Wasser von 20° F.	330	0,27
Honduras Mahagoni	308	0,36
Statuenmarmor	306	0,37
Quaderstein	308	0,36
Ausgeglühtes Glas von $^1/_{16}$ Zoll Dicke	310	0,35

Um den Einfluss der Masse nachzuweisen, wurden 12 in einander passende Kupferringe benutzt, von denen der innerste die Dimensionen der vorigen Körper hatte. Die nach der vorstehenden Formel berechneten Verzögerungskräfte sind, entsprechend den Abscissen 1 . 2 . 3 .... für einen, zwei, drei u. s. w. übereinander geschobene Ringe, in der mit H bezeichneten Curve der *Fig. 215*, als Ordinaten eingetragen. Jenseit des achten Cylinders wurde eine Vermehrung der Kraft nicht mehr wahrgenommen. Zum Vergleich mit den analogen, auf Seite 338 angeführten Versuchen SEEBECK's sind nach vorstehen-

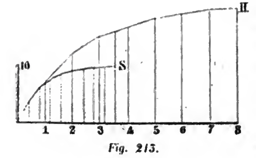


Fig. 215.

der Formel und aus den dort gegebenen Schwingungszahlen jene Verzögerungskräfte ebenfalls berechnet worden, und in die mit S bezeichnete Curve eingetragen. Für beide Curven sind die Abscissen den Dicken der angewandten Kupfermassen gleich. Obschon nun in einem Falle Ringe die schwingende Nadel umgaben, im andern aber Platten unter der Nadel lagen, obschon ferner die Abstände der Nadel von den Kupfermassen nicht in beiden Fällen gleich waren und somit beide Versuchsreihen sich nicht unmittelbar vergleichen lassen: so gewährt doch der allgemeine Charakter beider Curven eine grosse Uebereinstimmung.

Eine fernere Beobachtungsreihe ging dahin, die Kraft jedes einzelnen der bei den vorigen Versuchen benutzten Ringe zu bestimmen, wenn er sich an seiner Stelle ohne Gegenwart der übrigen Ringe befand. Die gewonnenen Zahlen sind die folgenden:

	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.
Nummer des Ringes	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.
Zahl der Nadelschwingungen zwischen 45° und 10° . .	44	76	94	124	148	166	186	210
Verhältniss der Kraft beobachtet . . .	8,54	4,52	3,45	2,38	1,83	1,53	1,25	1,0
Verhältniss der Kraft berechnet . . .	—	4,5	3,05	2,19	1,65	1,28	1,04	0,84

Nun ist die Summe der beobachteten Verzögerungskräfte für die ersten zwei, drei u. s. w. Ringe mit grosser Annäherung gleich den entsprechenden unmittelbar bei der vorigen Versuchsreihe beobachteten Kräften. Hierdurch gewinnt aber einmal die aufgestellte Formel für die Beziehung zwischen Schwingungszahl und Verzögerungskraft an Zuversicht, und dann ist daraus zu entnehmen, dass die Wechselwirkung zwischen irgend einem Ring und der schwingenden Nadel dieselbe bleibt, ob zwischen ihnen sich andere Ringe befinden oder nicht. Was die unterste Zahlenreihe der Tabelle betrifft, so ist sie aus der darüber stehenden unter der Voraussetzung berechnet, dass die verzögernde Kraft umgekehrt proportional dem Quadrate des Abstandes der Ringe vom Magneten und direct proportional der Masse der Ringe sei. Trotz der grossen Uebereinstimmung der Zahlen in den beiden letzten Reihen, darf aber nicht verschwiegen werden, dass Christie (vergleiche N. IV.) eine Proportionalität der Wechselwirkung zur vierten Potenz des Abstandes zwischen Nadel und entgegengehaltener Metallmasse mit gleicher Wahrscheinlichkeit geltend gemacht hat.

Endlich ergaben sich für die verzögernden Kräfte verschiedener Metalle und Legirungen die folgenden Zahlen, welche als Bestätigung und Erweiterung der von Babbage und Herschel, sowie von Bacelli und Nobili (vergleiche Seite 343) aufgestellten Reihenfolge noch besonderes Interesse bieten:

Metalle.	Kräfte.	Metalle.	Kräfte.
Gewalztes Silber	39	Gegossenes Antimon	1,3
Gewalztes Kupfer	29	Flüssiges Quecksilber	1,0
Gegossenes Kupfer	20	Gegossenes Wismuth	0,45
Gewalztes Gold	16	Kupfer und Zink zu gleichen Theilen, gegossen	12
Gegossenes Zink	10	Kupfer und Wismuth zu gleichen Theilen, gegossen . .	2,3
Gegossenes Zinn	6,9	Zink und Wismuth zu gleichen Theilen, gegossen	1,4
Gegossenes Blei	3,7		
Gefrorenes Quecksilber	2,0		

[1] A. v. HUMBOLDT. *Ueber die gereizte Muskel- und Nervenfaser. Bd. 2, S. 189. Posen und Berlin 1797.
[2] v. HUMBOLDT. *Daselbst Bd. 1, S. 114 ff.
[3] v. ARNIM. *Gilb. Ann. 3, 48 (1800).
[4] AMPÈRE. Vergl. DE LA RIVE's Abhandlung in **Ann. de chim. et de phys.* 21, 24 (1822); *tiré de la Bibl. univ.* Sept. 1822. — *Ampère, *Recueil etc.* p. 285. — Ingleichen *Pogg. Ann. 8, 368 (1826), entnommen aus BECQUEREL's Abhandlung in *Ann. de chim. et de phys.* 25, 269. — Ferner BECQUEREL und AMPÈRE in *Pogg. Ann. 24, 612 (1832), aus *Ann. de chim. et de phys.* Dec. 1831.
[5] FARADAY. *Experimental researches in electricity.* Series I. N. 78. U. a. in *Pogg. Ann. 25, 91 (1832).
[6] POHL. *Oken's Isis für 1822. Heft 4. S 390 ff., besonders S. 407.
[7] ARAGO. **Ann. de chim. et de phys.* Vol. 27. p. 363 (1824) et Vol. 28. p. 325 (1825). Daraus in *Pogg. Ann. 3, 343 (1825).
[8] Vergleiche hierüber: *Schweigger's Journal. 46, 167 (1826) bei BARLOW und MARSH.
[9] BARLOW. **Philos. Transact. for 1825.* p. 317. *Letter to* J. F. W. HERSCHEL *communicated 14 Apr. 1825. — The Edinburgh Philos. Journ.* N. 25. 119. — *Bibl. univ. de Genève, Sciences et arts.* 29, 257 (1825). *Baumgartner und Ettinghausen Zeitschr. für Phys. u. Math. 1, 132 (1826).
[10] BARLOW und MARSH. *Schweigger's Journal d. Chem. u. Phys. 46, 167 (1826). — Nach *Bibl. univ. de Genève.* Aug. 1825. p. 254—267; aus *Edinb. Philos. Journ.* N. 25. p. 119.
[11] DUHAMEL. Brief an die französische Akademie, mitgetheilt am 27. December 1824. Vergl. ARAGO's Abhandlung in **Ann. de chim. et de phys.* 32, 213 (1826) u. s. w., siehe das Citat unter N.
[12] J. J. SEEBECK. *Pogg. Ann. 7, 203 (1826). — Abhandlungen der physikal. Klasse der berliner Akademie der Wissenschaften für 1825. S. 71. (Sitzung vom 4 Juni 1825.)
[13] BABBAGE and HERSCHEL **Philos. Transact. for 1825.* p. 467 (*read 16 June 1825*). — **Bibl. univ. Sciences et arts.* 29, 255 (1825). — *Journ. of Sciences and arts.* N. 38. p. 276. — *Philos. Mag. and Journ.* Aug. 1825. — *Auszug in Baumgartner und Ettinghausen's Zeitschrift. 1, 130 (1826), sowie in *Schweigger's Journal. 46, 167 (1826).
[14] S. H. CHRISTIE. **Philos. Transact. for 1825.* p. 497 (*read 16 June 1825, dat. Royal military Acad. 12 June 1825*). — **Bibl. univ. Sciences et arts.* 29, 256 (1825). — *Journ. of Sciences and arts.* N. 38. p. 277. — *Schweigger's Journ. 46, 167 (1826)
[15] PREVOST et DANIEL COLLADON. **Bibl. univ. Sciences et arts.* 29, 316 (Août 1825) (Extrait). Daraus in *Baumgartner und Ettinghausen's Zeitschrift. 1, 139 (1826).
[16] BACELLI e LEOP. NOBILI. *Nobili Memorie.* 1, p. 15. — **Bibl. univ. Sciences et arts.* 31, 45 (Janv. 1826, dat. Reggio 6 Dec. 1825) (Extrait). — *Baumgartner und Ettinghausen's Zeitschrift. 1, 142 (1826).
[17] AMPÈRE et COLLADON. *Pogg. Ann. 8, 518 (1826). — Aus dem *Bulletin des Sciences mathématiques.* 6, 211.
[18] STURGEON. Vergl. *Baumgartner und Ettinghausen's Zeitschrift. 1, 138.
[19] BAUMGARTNER. *Baumgartner und Ettinghausen's Zeitschrift. 1, 146 (1826).
[20] POHL. *Pogg. Ann. 8, 369 (1826).
[21] ARAGO. **Ann. de chim. et de phys.* 32, 213 (1826), nach einem freien Vortrag vor der Akademie zu Paris am 3. Juli 1826. — Im Auszug in *Pogg. Ann. 7, 385 (1826). — Nachträgliche Notiz in *Ann. de chim. et de phys.* 33, 223; und *Pogg. Ann. 8, 517 (1826).
[22] POISSON. **Mémoire sur la théorie du magnétisme en mouvement. Lu à l'académie de Paris le 10 Juillet 1826.* — **Extrait: Ann. de chim. et de phys.* 32, 225 (1826).
[23] DE HALDAT. **Ann. de chim. et de phys.* 39, 232 (1828). — **Arch. de l'électricité par de la Rive.* 3, 286 (1843).
[24] SAIGEY. *Pogg. Ann. 15, 89 (1829). — Aus dem *Bulletin des Sciences mathématiques, physiques et chimiques.* Juillet 1828. p. 23.
[25] SNOW HARRIS. **Philos. Transact. for 1830.* p. 67 (read 17 June 1830).

§. 34. Induction durch galvanische Ströme und durch Magnete in benachbarten geschlossenen Leitern. Nebenstrom.

Die Kenntniss von den Fernewirkungen des galvanischen Stromes wurde im Jahre 1831 erweitert durch FARADAY's Entdeckung der Induction. Die hier-

hergehörigen Erscheinungen lassen sich im Folgenden allgemein zusammenfassen: Befindet sich im Wirkungskreis eines galvanischen Stromes oder eines Magneten ein geschlossener Leiter, so entsteht in letzterem stets ein Strom, wenn die Intensität der galvanischen oder magnetischen Kraft sich ändert, und dieser dauert so lange als die Aenderung anhält. Der so entstehende Strom wird ein inducirter oder Inductionsstrom genannt; und mit dem Namen eines elektrodynamischen Inductionsstromes bezeichnet man einen durch Galvanismus hervorgerufenen, zum Unterschied von den magnetoelektrischen Strömen, welche dem Magnetismus ihren Ursprung verdanken.

Was nun zuvörderst die elektrodynamischen Inductionsströme betrifft, so entstehen dieselben abermals in zweierlei Weise, je nach der Art der Aenderung des inducirenden Stromes. Die zunächst liegende Aenderung in der Intensität eines Stromes ist nämlich die des Beginnens und Aufhörens. Um die hierdurch entstehenden Inductionsströme zu beobachten, bedient man sich am zweckmässigsten zweier in einander steckender, auf Papp- oder Holzrollen gewundener Spiralen von seideumsponnenem Kupferdrath. Die eine, gleichviel ob die innere oder die äussere, wird mit einem galvanischen Element in Verbindung gebracht, während die Enden der andern zu irgend einer stromprüfenden Vorrichtung führen, sei es zu einem Galvanometer oder zum menschlichen Körper u. s. w. In dem Moment nun, in welchem das galvanische Element durch seine Spirale geschlossen wird, entsteht in der benachbarten Spirale ein Inductionsstrom und zwar von entgegengesetzter Richtung des inducirenden, und im Moment, in welchem der inducirende Strom geöffnet wird, entsteht ein Inductionsstrom von einer demselben gleichen Richtung. Da hier die Aenderungen in der Intensität des inducirenden Stromes nur momentan sind, so haben auch die inducirten Ströme nur momentane Dauer, und das lässt sich durch die verschiedensten stromprüfenden Vorrichtungen erweisen. Ist nämlich die inducirte Spirale durch ein Galvanometer geschlossen, so ertheilt der Schliessungsstrom wie der Oeffnungsstrom der Nadel desselben Stösse nach entgegengesetzten Richtungen, zufolge deren sie in pendelnde Schwingungen geräth. Da diese aber um ihre natürliche und nicht um irgend eine neue Gleichgewichtslage geschehen, ist eine momentane Einwirkung des Stromes unverkennbar. Das bestätigt sich auch, wenn man den ersten Ausschlag der Nadel durch irgend ein Hinderniss nicht zustande kommen lässt, und dann dasselbe beseitigt. Es zeigt sich, dass bei dauernder Schliessung des ursprünglichen, als constant vorausgesetzten Stromes, die Nadel ohne weiteren Ausschlag verharrt. — Fasst man die Enden der Inductionsspirale mit beiden Händen, so erhält man beim Schliessen wie beim Oeffnen des primären Stromes Zuckungen, besonders wenn die Inductionsspirale aus einem möglichst langen, wenn auch dünnen Drathe besteht. Eine dauernde Einwirkung ist aber auch hier in keiner Weise wahrnehmbar. — Wird die Inductionsspirale durch einen möglichst dünnen schlecht leitenden Drath geschlossen, so erwärmt sich derselbe, unter Umständen bis zum Glühen und Schmelzen. Chemische Zerlegungen erhält man beim Schliessen durch Elektrolyten. Beim Schliessen durch enge Drathspiralen

und Einlegen von Stahlnadeln in dieselben, werden letztere magnetisch, und zwar mit entgegengesetzter Polarität, je nachdem sie blos dem Inductionsstrom beim Beginn oder blos dem beim Unterbrechen des primären Stromes ausgesetzt werden.

Die zweite Darstellung der elektrodynamischen Induction gewinnt man dadurch, dass man einen von einem galvanischen Strom dauernd durchflossenen Leiter und einen zu inducirenden geschlossenen Leiter einander rasch annähert oder beide von einander entfernt. Auch hier ändert sich die Intensität der Stromwirkungen auf den geschlossenen Leiter und in Wahrheit dauern die auf diese Weise inducirten Ströme so lange, als die Annäherung und Entfernung dauert, bis nämlich mit vergrössertem Abstand der inducirte Leiter eine so geringe Einwirkung erfährt, dass die Inductionsströme eine bis zur Unwahrnehmbarkeit geringe Intensität haben. Zur experimentellen Darstellung bedient man sich am einfachsten abermals der beiden cylindrischen Spiralen des vorigen Versuches, verbindet die eine mit einem galvanischen Element, die andere mit einem Galvanometer und schiebt sie in einander oder zieht die eine aus der andern hervor. Man wird sich überzeugen, dass, so lange als der Schwerpunkt der einen Spirale dem der andern sich annähert, ein Strom von entgegengesetzter Richtung des primären inducirt wird, dass dagegen bei der Entfernung beider Schwerpunkte ein Inductionsstrom von einer ihm gleichen Richtung entsteht. Der erste entspricht also dem Schliessungsstrom, der andere dem Oeffnungsstrom. Zur bessern Orientirung in diesen Versuchen mag noch hinzugefügt werden, dass der Sinn der Stromesrichtung immer auf die Linearausdehnung der Dräthe, nicht aber auf die Enden der Spiralen bezogen werden darf. Sind beide Spiralen in demselben Sinn, etwa in dem eines Schraubenganges, um ihre Hülsen gewunden, dann sind die beiden hervorgehobenen Beziehungen identisch. Anders verhält es sich aber, wenn die eine der beiden Spiralen im Sinne eines Schraubenganges, die andere im entgegengesetzten Sinne gewunden ist. Stellt man sich jetzt nämlich so, dass in den oberen Hälften der Windungen der inducirende Strom sich von links nach rechts bewegt, so wird der inducirte Schliessungsstrom sich in den oberen Windungshälften seiner Spirale umgekehrt von rechts nach links bewegen. Es lässt sich aber leicht übersehen, dass bei dem angenommenen Verhältniss der beiden Spiralerichtungen jetzt der inducirte Schliessungsstrom auf derselben Seite seiner Spirale aus- und eintreten wird, als der inducirende bei der seinigen, wogegen der Oeffnungsstrom bei gleicher Richtung in den einzelnen Windungen auf den entgegengesetzten Spiralenden ein- und austritt, wie der primäre Strom. Allgemein wird also bei Annäherung eines geschlossenen Leiters an einen von einem Strome durchflossenen Leiter in ersterem ein Strom von entgegengesetzter, bei Entfernung beider aber ein Strom von der gleichen Richtung des letztern inducirt.

Ein Inductionsstrom, welcher in einem dem primären Stromleiter benachbarten Leiter erzeugt wird, mag **Nebenstrom** (*Contracurrent*) genannt werden, zum Unterschied von einem in dem primären Leiter selbst entstehenden Inductionsstrom (Gegenstrom, *Extracurrent*), von welchem später erst gehandelt werden soll.

Die grosse Analogie zwischen Spiralstrom und Magnet tritt uns auch bei den Erscheinungen der Induction entgegen. Nach dem Früheren verhält sich ein von der Seite des Südpoles betrachteter Magnet ähnlich einem prismatischen Spiralstrom, der im Sinn der Bewegung eines Uhrzeigers seine Axe umkreisend abwärts fliesst. Dem entsprechend zeigt sich auch hier, dass, wenn man statt eines Spiralstromes einen Magneten gleichviel mit welchem Pol zuerst in die Höhlung einer Inductionsspirale einführt, in letzterer ein Strom inducirt wird, welcher von der Ostseite des Magneten nach dessen Westseite in den oberen Windungshälften verläuft. Auch hier dauert der Inductionsstrom so lange, als der Schwerpunkt des Stabes dem Schwerpunkt der Spirale sich annähert. Werden aber beide Schwerpunkte durch Herausziehen des Magneten — gleichviel nach welcher Seite — wieder von einander entfernt, dann bekommt der inducirte Strom die entgegengesetzte Richtung.

Bedient man sich, wie bisher stillschweigend vorausgesetzt wurde, permanenter Magnete, so kann man eine Aenderung in der Intensität ihrer Einwirkung auf einen geschlossenen Leiter nur allein dadurch hervorbringen, dass man sie demselben annähert oder sie von ihm entfernt. Anders verhält sich dagegen ein Elektromagnet. Einem solchen können wir nämlich innerhalb der Inductionsspirale seine ganze Quantität von Magnetismus in sehr kurzer Zeit ertheilen, und dieselbe in ebenso kurzer Zeit ihm wieder nehmen. Diese von einer einfachen Bewegung verschiedenen Einflüsse bewirken aber dem entsprechend auch andere Erscheinungen in der Inductionsspirale. Bekanntlich haben wir uns nämlich einen Magneten so zu denken, dass in jedem dünnsten Querschnitt desselben eine Vertheilung der magnetischen Flüssigkeiten stattfinde, derart, dass die nordmagnetische dem Nordpol, die südmagnetische dem Südpol des Stabes zugewandt ist. Demzufolge decken sich aber stets zwei entgegengesetzte Flüssigkeiten zweier benachbarter Schichten, sodass an jeder Stelle nur der Ueberschuss der Quantität der einen über die der andern Schicht als freier Magnetismus nach aussen wirken kann. Sonach wird nun offenbar bei der bisher betrachteten Bewegung eines permanenten Magneten in einer Spirale nur eine Inductionswirkung entstehen, welche abhängig ist von der Summe des „freien" Magnetismus, welche aber nicht abhängt von der ganzen Quantität von Magnetismus, die in allen einzelnen Querschnitten des Stabes zur Zerlegung gekommen ist. Anders verhält sich dagegen ein Kern von weichem Eisen, den man innerhalb einer Inductionsspirale, sei es durch angelegte permanente Magnete oder besser durch den galvanischen Strom magnetisirt. Umgiebt man nämlich eine Stange von weichem Eisen mit einer durch eine stromprüfende Vorrichtung zu schliessenden Inductionsspirale und ausserdem durch eine Magnetisirungsspirale, so entsteht in ersterer beim Schliessen und Oeffnen der letzteren ein sehr starker momentaner Inductionsstrom. Dieser lässt sich zuvörderst als aus zwei Theilen zusammengesetzt betrachten. Der eine rührt von der Inductionswirkung der Magnetisirungsspirale her und kann nach seiner Stärke beurtheilt werden, wenn man ohne einliegenden Eisenkern die Magnetisirungsspirale beim Schliessen und Oeffnen auf die Inductionsspirale wirken lässt; der andere Theil wird dagegen dadurch hervorgerufen, dass der

Eisenkern zum Magneten wird. Dieser letzte Antheil allein ist nun weit stärker als der Inductionsstrom, welchen man durch Einschieben oder Ausziehen eines gleich kräftigen permanenten Magneten in dieselbe Inductionsspirale gewinnen kann. Und das erklärt sich dadurch, dass in diesem Falle die ursächliche Aenderung in der magnetischen Intensität das Entstehen der Quantität des überhaupt bei der Magnetisirung des Eisenkernes zur Zerlegung gekommenen Magnetismus ist. In diesem Falle empfindet also die Inductionsspirale die „Quantität des Magnetismus“, während sie im vorigen Falle nur die „Polarität“ empfand*. So ist es gerechtfertigt, dass Jacobi und Lenz Aufschluss über die Vertheilung des Magnetismus in stabförmigen Elektromagneten (vergl. §. 16), Magnus über dessen Vertheilung in Hufeisenmagneten (vergl. §. 20) und Poggendorff über das Verhalten der geschlossenen Magnete (ebendaselbst) geben konnten, als sie die Inductionsströme massen, welche bei deren Magnetisirung und Entmagnetisirung hervorgerufen wurden.

Alle durch die bisherigen Methoden dargestellten Inductionsströme sind immerhin von kurzer Dauer, denn wenn auch die durch Annähern und Entfernen von constanten Strömen oder von permanenten Magneten an einen geschlossenen Leiter hervorgerufenen nicht als momentan bezeichnet werden durften, so haben sie doch einerseits ihre Endschaft erreicht, wenn eine grössere Annäherung nicht mehr möglich ist, andererseits wenn die Entfernung über den Wirkungskreis der Ströme und Magnete hinaus gediehen ist. Inductionsströme von beliebiger Dauer können aber dargestellt werden durch die sogenannte unipolare Induction. Führt man nämlich einen gewöhnlichen Magnetstab mit dem Südpol voran in einen geschlossenen Leiter bis zur Indifferenzstelle ein, so erhält man in diesem einen Inductionsstrom, welcher der Richtung der Bewegung eines Uhrzeigers entgegen im Leiter kreist. Führt man dann denselben Magnetstab wiederum mit dem Südpol voran von hinten in den geschlossenen Leiter ein, dann erzielt man einen Inductionsstrom von umgekehrter Richtung, zieht man ihn aber wiederum nach hinten hinaus, so bekommt der Inductionsstrom wieder dieselbe Richtung als im ersten Falle. Hätte man nun einen Magneten ohne Nordpol, der also blos Südmagnetismus enthielte, so würde man dieselbe Stromesrichtung im Leiter gewinnen, wenn man ihn von vorn in denselben einführte, und nach hinten wieder herauszöge. Würde man ihn dann auf der Aussenseite des Leiters wieder nach vorn bringen, ihn abermals hindurch bewegen, und dieses Spiel nach Belieben wiederholen, so würde während der ganzen Dauer desselben im Leiter ein Strom von einer gleichen Richtung circuliren. Nun giebt es zwar keine Magnete ohne Nordpol, man kann aber dennoch und zwar durch das folgende Verfahren den Südpol in beständigem Kreislauf durch das Innere eines geschlossenen Leiters bewegen und ausserhalb desselben wieder bis zum Ausgangspunkt zurückführen, während der Nordpol immer ausserhalb des Leiters bleibt. Man schliesst nämlich einen Drath durch eine Quecksilberfläche, indem man das eine Ende desselben in deren Mitte, das andere an deren Peripherie eintaucht; dem-

* Eine nähere Auseinandersetzung dieser Beziehungen, sowie des Zusammenhanges derselben mit derjenigen Thatsache, dass der Magnetismus eine merkliche Zeit zum Entstehen und Verschwinden auch im weichsten Eisen gebraucht, mag auf die Behandlung der Theorie des Magnetismus aufgeschoben werden.

nächst lässt man einen Magnetstab in senkrechter Stellung so auf dem Quecksilber schwimmen, dass seine Nordhälfte ganz unter dessen Oberfläche sich befindet, während seine Südhälfte über derselben hervorragt, und endlich führt man den Stab in dieser Lage im Kreise um das centrale Drathende. So sind die Bedingungen zum Entstehen des unipolaren Inductionsstromes erfüllt. Der Nordpol des Stabes befindet sich dann stets ausserhalb der geschlossenen Leitung, während der Südpol bei jeder Umkreisung einmal innerhalb, einmal ausserhalb sich bewegt, und in Wahrheit zeigt ein in die Leitung gehaltenes Galvanometer unter diesen Umständen einen dauernden Strom an. Es ist aber leicht zu übersehen, dass eine wesentliche Aenderung nicht geschieht, wenn man den Magneten in der Mitte des Quecksilbers feststehen lässt und statt dessen das eine Ende des Leiters um ihn herum führt, während es stets die Quecksilberoberfläche berührt. Ebenso kann man dieses Ende mit der obersten Stelle des Magneten in metallische Berührung bringen, und diesen, der nun gleichzeitig mit seiner obern Hälfte einen Theil des geschlossenen Leiters bildet, um seine Axe drehen. Auch in diesem Falle entsteht ein unipolarer Inductionsstrom, denn die magnetische Polarität ist blos an seiner Oberfläche vertheilt, und somit kann ein jedes Streifchen derselben als gesonderter Magnet betrachtet werden, dessen oberer Pol bei jeder Drehung einmal durch das Innere des geschlossenen Leitungssystemes hindurchgeht.

Unverkennbar ist nun die Reciprocität der elektrodynamischen und der magnetoelektrischen Inductionen mit den früher behandelten elektrodynamischen und elektromagnetischen Bewegungserscheinungen. Dieselbe ist soweit bis in alle Details nachgewiesen worden, dass Lenz [1] die folgenden allgemeinen Bestimmungen bezüglich der Richtung der inducirten Ströme aufstellen konnte: **Wenn sich ein geschlossener metallischer Leiter in der Nähe eines galvanischen Stromleiters oder eines Magneten bewegt, so wird in ihm ein Strom von solcher Richtung inducirt, dass er dem ruhenden Drathe einen Bewegungsantrieb ertheilt haben würde, der die entgegengesetzte Richtung von der dem Drathe wirklich gegebenen Bewegung hätte, vorausgesetzt, dass der Drath nur in der Richtung der Bewegung selbst und in der entgegengesetzten beweglich wäre.**

I. Faraday entdeckte die Inductionserscheinungen und veröffentlichte seine Entdeckung durch einen Vortrag vor der *Royal Society* am 24. November 1831, sowie in seinen ersten beiden Reihen der Experimentaluntersuchungen über Elektricität [2]. So sehr sich auch die Literatur in dieser Disciplin bis jetzt gehäuft hat, so sind doch die wesentlichsten Thatsachen schon in Faraday's erster ausführlicher Veröffentlichung enthalten. Nach Anleitung derselben mögen sie hier zusammengestellt werden. Die in Klammern gesetzten Zahlen entsprechen den Paragraphennummern in Faraday's Abhandlungen.

Werden zwei lange Dräthe von derselben oder von verschiedener Substanz entweder in wechselnden Lagen über einander, oder beide neben einander, ohne sich metallisch zu berühren, auf einen Holz- oder Pappcylinder aufgewunden, wird der eine derselben mit einem kräftigen Rheomotor, der andere aber mit einem Galvanometer in Verbindung gesetzt, so beobachtet man stets einen Ausschlag der Nadel des letzteren, sobald der Rheomotor geschlossen oder geöffnet wird [N. 6, 8, 10, 11]. Die bezeichneten Ausschläge und somit die sie verursachenden Ströme

sind nur momentan. Während der Thätigkeit des Stromes im inducirenden Leiter wird aber keine Ablenkung am Galvanometer beobachtet [7, 8, 10, 11, 17]. Beide inducirten Ströme sind von entgegengesetzter Richtung und zwar hat der Oeffnungsstrom die Richtung des inducirenden, der Schliessungsstrom die entgegengesetzte. Die verschiedenen Metalle unterscheiden sich nicht wesentlich, namentlich verhält sich — abgesehen vom Leitungswiderstand — Eisendrath ebenso wie Kupferdrath [9].

Was die Wirkungen der Inductionsströme anbetrifft, so verhalten sich dieselben wesentlich wie die gewöhnlichen galvanischen Ströme, doch hat schon Faraday [12] eine Aehnlichkeit mit den Entladungsschlägen kleist'scher Flaschen erkannt, wozu insonders die Magnetisirung des Stahles Veranlassung gab. Wird nämlich der inducirte Drath, statt wie vorher mit dem Galvanometer, mit einer engen cylindrischen Drathspirale in Verbindung gesetzt, welche eine Stahlnadel umschliesst, so wird diese durch den Inductionsstrom magnetisirt, natürlich wird durch den Oeffnungsstrom allein die entgegengesetzte Polarität erzielt als durch den Schliessungsstrom allein. Wird aber dieselbe Nadel dem Schliessungs- und Oeffnungsstrom nach einander ausgesetzt, so erhält sie eine zwar schwache, aber eine dem Schliessungsstrom entsprechende Polarität. Und das ist um so interessanter, indem dieser meist schwächer als jener zu sein scheint. Während der gleichförmigen Thätigkeit der Kette wird auch hier keine Wirkung am Inductionsdrathe beobachtet [13—17].

Wirkungen auf die Zunge, sowie Funken und chemische Zersetzungen hat Faraday anfangs nicht wahrnehmen können. Wohl aber beobachtete er, dass die Inductionsströme durch Flüssigkeiten nicht unterbrochen werden, wenn man solche in den inducirten Umlauf einschaltet [22, 23].

Fasst man die Bedingungen zum Entstehen eines Inductionsstromes etwas allgemeiner, so zwar, dass in einem geschlossenen Leiter ein Inductionsstrom auftritt im Moment, in welchem er in den Wirkungskreis eines galvanischen Stromes eingeführt, oder aus demselben wieder entfernt wird: so muss voraussichtlich auch dann ein Inductionsstrom auftreten, wenn der geschlossene, zu inducirende Leiter einem thätigen galvanischen Strome angenähert, oder von diesem entfernt wird. Faraday wies [18] diese Thatsache dadurch nach, dass er zwei Dräthe im Zickzack auf zwei Brettern in gleicher Weise befestigte und den einen mit einem Rheomotor, den andern mit einem Galvanometer in dauernder Verbindung hielt. Es zeigte sich, dass wenn man den in sich geschlossenen Leiter dem vom galvanischen Strome durchflossenen parallel annäherte, während der ganzen Dauer der Annäherung im ersten ein Strom von entgegengesetzter Richtung des im andern thätigen Stromes inducirt wurde, und dass wenn man ihn parallel von demselben entfernte, während der ganzen Dauer der Entfernung ein Strom von gleicher Richtung des ursprünglichen inducirt wurde. Der durch Annäherung inducirte Strom ist also analog dem Schliessungsstrom, der bei der Entfernung inducirte analog dem Oeffnungsstrom [18, 19]. — Noch bequemer erzielt man die hierher gehörigen Erscheinungen, wenn man beide Dräthe auf cylindrische Holz- oder Papprollen von verschiedenem Durchmesser spiralförmig aufwindet und dieselben, während sie bezüglich mit der prüfenden Vorrichtung und mit dem Rheomotor in Verbindung stehen, in einander steckt, oder den einen aus dem andern hervorzieht. Die Richtung der hierbei entstehenden Inductionsströme kann man sich für jeden Fall durch folgende allgemeine Regel vergegenwärtigen: Man denke sich die inducirende Spirale so liegen, dass in den nach oben gekehrten Hälften der Windungen die Ströme von links nach rechts fliessen, dann fliessen die Ströme in der conaxialen inducirten Spirale von rechts nach links, wenn die Schwer-

punkte beider Spiralen einander angenähert werden; sie fliessen aber ebenfalls von links nach rechts, wenn die Schwerpunkte beider Spiralen, gleichviel nach welcher Richtung, von einander entfernt werden.

II. Eine Erweiterung der Kenntnisse von den bisher besprochenen elektrodynamischen Inductionen verdanken wir NOBILI [3]. Während nämlich die bisherigen Untersuchungen darauf zielten, die Wirkung von galvanischen Stromleitern auf linear ausgedehnte Körper zu erforschen, so haben die folgenden Versuche den Zweck, die analogen Wirkungen auf Körper zu ermitteln, die gleichmässig nach zwei und drei Abmessungen sich erstrecken. Zuvörderst wurde ein Kupferstreifen von 1 Linie Dicke und 17 Linien Breite um einen Holzcylinder von 5 Zoll 3 Linien Durchmesser gebogen, dergestalt, wie cc' in *Fig. 214.* Diese Vorrichtung wurde um die Cylinderaxe im Sinn der gefiederten Pfeile in Drehung versetzt und ein von unten nach oben gerichteter Stromleiter ab der Peripherie entgegengehalten. Werden nun die Enden zweier Kupferdräthe, welche zu einem Galvanometer führen, an den obern und untern Kupferrand schleifend gedrückt, so können Inductionsströme nachgewiesen werden, welche die Richtung der ungefiederten Pfeile e und d haben. Namentlich entstehen in denjenigen Theilen des Kupferstreifens, welche sich bei der Drehung dem Strom ab annähern, Ströme von einer ihm entgegengesetzten Richtung wie d' und in denjenigen Theilen des Streifens, welche sich von dem Strom entfernen, diesem gleichgerichtete Inductionsströme wie e. Werden beide Galvanometerenden schleifend zu beiden Seiten des inducirenden Stromes entweder blos an den obern oder blos an den untern Rand des Kupferdrathes gehalten, so weisen die Ausschläge der Nadel ebenfalls entgegengesetzte Ströme nach, wie sie die Pfeile r und s andeuten. Die letzteren sind jedenfalls nichts anderes als die Ausgleichungen der primär inducirten Ströme e und d, unverkennbar stellen aber alle vier Inductionsströme die Südseite S eines geschlossenen Stromkreises dar, d. i. nach dem Frühern diejenige Seite, von welcher der Nordpol eines Magneten angezogen wird. — Bei derselben Drehungsrichtung des Reifens, aber bei Umkehr der Richtung des inducirenden Leiters, wie $a'b'$, wird ein Stromsystem $r'd's'e'$ von umgekehrter Richtung inducirt, welches also die Nordseite N eines geschlossenen Stromkreises darstellt. — Bei gleichzeitiger Anwendung beider entgegengesetzter inducirender Ströme haben die zwischen ihnen im rotirenden Metall inducirten Ströme gleiche Richtung, aber entgegengesetzte von der, welche ausserhalb dieser Combination inducirt werden. — Immerhin sind die durch einen einfachen Drath ab oder $a'b'$ hervorgerufenen Ströme sehr schwach, es ist deswegen zweckmässig, einen langen Leitungsdrath auf einen rechtwinklichen grossen Rahmen zu winden und eine Seite des so gewonnenen Multiplicators statt des einfachen inducirenden Drathes in Anwendung zu bringen. — Es braucht kaum erwähnt zu werden, dass die oben namhaft gemachten Stromesrichtungen die entgegengesetzten werden, wenn entweder der Sinn der Drehung geändert wird, oder wenn man die beiden inducirenden Ströme ab und $a'b'$ vertauscht. — Der Versuch beweist abermals die schon oben ausgesprochene Thatsache, dass bei Annäherung eines unthätigen Leiters an einen von einem Strome durchflossenen Leiter im erstern Ströme von entgegengesetzter, bei Entfernung aber Ströme von gleicher Richtung des ursprünglich thätigen inducirt werden.

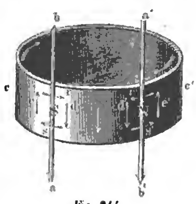


Fig. 214.

In *Fig. 215* (Seite 358) mag kl einen unbegrenzten, eo einen demselben parallelen begrenzten Leiter darstellen. Ersterer mag von einem galvanischen Strome

in der Richtung der ungefiederten Pfeile durchflossen und letzterer auf irgend einem Wege in sich geschlossen sein, und während der erstere ruht, in der Richtung des gefiederten Pfeiles parallel zu ersterem verschoben werden. Unter diesen Umständen nähert sich der begrenzte Leiter der Stromseite *k* des unbegrenzten an, und somit wird in ihm ein Strom von entgegengesetzter Richtung (entsprechend dem untern ungefiederten Pfeile) inducirt. Gleichzeitig entfernt er sich aber von der Stromseite *l* des unbegrenzten Leiters und somit wird ein Strom von gleicher Richtung (entsprechend dem obern ungefiederten Pfeile) inducirt. Beide inducirte Ströme sind sich aber gleich und entgegengesetzt und somit wird in *eo* kein Strom auftreten. Anders verhält es sich aber, wenn der begrenzte passive Leiter *eo* in *Fig. 216* senkrecht auf dem unbegrenzten activen Leiter *kl* steht und parallel zu ihm im Sinne des gefiederten Pfeiles verschoben wird. Jetzt nähert er sich wiederum der Seite *k* an, während er sich von der Seite *l* entfernt. Denkt man sich nun die auf *oe* ausgeübte Wirkung in die beiden Componenten *oa* und *oc* zerlegt, substituirt man ferner statt eines Stromelementes bei *k* eines, welches auf *oa* senkrecht steht, und eines, welches parallel zu *oa* fliesst, und verfährt man ebenso mit einem entsprechenden Stromelement bei *l*, so wird ersichtlich, dass in *oa* wegen der Annäherung an *k* ein Strom von entgegengesetzter, in *oc* aber wegen der Entfernung von *l* ein Strom von gleicher Richtung des in *kl* thätigen inducirt wird. Eine Zusammensetzung der beiden Componenten *oa* und *oc* zu der Resultante *oe* zeigt aber, dass in dem begrenzten Leiter ein Strom in der Richtung *oe* inducirt wird. — Steht der begrenzte Leiter nicht senkrecht zum unbegrenzten, so wird das Gesagte mit leicht ersichtlichen Modificationen bezüglich der Stärke des inducirten Stromes gleichfalls seine Gültigkeit haben. Ebenso braucht nur erwähnt zu werden, dass die Richtung des inducirten Stromes mit der Richtung des inducirenden und mit der Bewegungsrichtung des Leiters wechselt. Es geht aber aus der vorigen und der jetzigen Erörterung der folgende allgemeine Satz hervor: Ist ein begrenzter Leiter in sich geschlossen und wird er in paralleler Lage und paralleler Richtung zu einem unbegrenzten, von einem Strome durchflossenen Leiter bewegt, so wird in ihm kein Strom inducirt; wird aber der in sich geschlossene Leiter in geneigter Lage und in paralleler Richtung zu einem unbegrenzten, von einem Strome durchflossenen Leiter bewegt, so wird in ihm ein Strom inducirt, welcher vom thätigen Leiter abwärts fliesst, wenn die Bewegungsrichtung dem ursprünglichen Strom entgegengeht, welcher aber nach dem thätigen Leiter hin fliesst, wenn die Bewegung im Sinne der Stromesrichtung im unbegrenzten Leiter geschieht. — Durch den Versuch wurde dieser Satz folgendermassen bewiesen: Es wurde wiederum der cylindrische Kupferstreif *cc'* um seine Axe in Rotation versetzt und zwar im Sinne der in *Fig. 217* beigesetzten gefiederten Pfeile, während dem obern Rande gegenüber ein seiner Ebene paralleler und der Rotationsrichtung entgegenlaufender Stromleiter *mn* gehalten wurde. Schleiften nun die Drathenden eines Galvanometers bezüglich am obern und am untern Cylinderrande, so wurden Inductionsströme angezeigt, welche entsprechend den ungefiederten Pfeilen *dd'* von

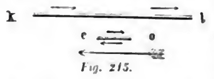


Fig. 215.

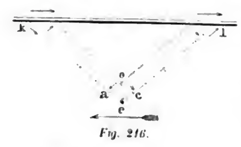


Fig. 216.

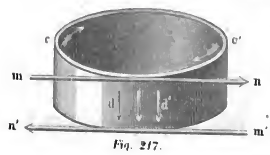


Fig. 217.

oben nach unten flossen. Befand sich der Stromleiter in umgekehrter Richtung wie $m'n'$ am untern Rande des Cylinders, so war die Richtung der inducirten Ströme dieselbe wie früher. Im ersten Falle bewegten sich nun die durch die Galvanometerenden umfassten Theile stromaufwärts mit Beibehaltung der senkrechten Richtung gegen den inducirenden Drath, die inducirten Ströme fliessen also von demselben abwärts; im zweiten Falle dagegen fliessen sie dem inducirenden Drath zu, indem die Bewegung der geprüften Theile stromabwärts geht. Werden aber die Galvanometerenden beide schleifend gegen den obern oder beide gegen den untern Rand des Reifens gehalten, so werden nur die geringen Ströme angezeigt, welche durch die Ausgleichung jener primär inducirten bedingt sind, und das entspricht dem, dass in den parallel zum unbegrenzten Stromleiter bewegten und ihm parallel gerichteten Theilchen keine Induction stattfindet. — Bei Anwendung beider Dräthe mn und $m'n'$ wird natürlich die Stärke der Inductionsströme dd' verdoppelt. — Nach demselben Princip erklären sich die Ströme, welche auf einer um ihre Axe rotirenden Scheibe entstehen, wenn ein inducirender Strom ihren Umfang fast tangirt, oder zur grösseren Wirksamkeit sie mit Belassung eines kleinen Zwischenraumes concentrisch umgiebt. Rotirt die Scheibe stromaufwärts, so zeigen die an der Peripherie und im Centrum angelegten Galvanometerenden Ströme an, welche von der Peripherie nach dem Centrum gehen, rotirt aber die Scheibe stromabwärts, so gehen die inducirten Ströme von dem Centrum nach der Peripherie. — Dieser und der vorige Versuch wird gleichzeitig an der in *Fig. 218* dargestellten Vorrichtung übersichtlich. Hier bedeutet cc' einen Cylinder von Kupferblech, welcher oben und unten mit metallenen Deckplatten verschlossen ist und um seine Axe im Sinne der gefiederten Pfeile in Drehung versetzt wird. Wenn mit Belassung eines kleinen Zwischenraumes um den Aequator ein feststehender kreisförmiger Stromleiter rst gelegt wird, so lassen sich in der üblichen Art Inductionsströme nachweisen, welche von den Polen nach dem Aequator sich bewegen, vorausgesetzt, dass der inducirende Strom die Richtung der Pfeile bei r und t hat. Die Inductionsströme verlaufen aber vom Aequator nach den Polen, wenn die Richtung der Rotation oder die des inducirenden Stromes verändert wird.

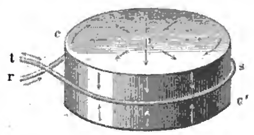


Fig. 218.

Wie gleichen sich aber diese Ströme aus, wenn der Cylinder sich dreht, ohne dass die prüfenden Galvanometerenden an unsymmetrischen Stellen schleifen? Das ist eine Nebenfrage, welche sich hier aufdrängt. Ist der rotirende Körper cc' massiv, dann ist eine Ausgleichung durch das Innere möglich, aber um deswillen nicht wahrscheinlich, weil die inneren Massentheilchen ebensowohl der Inductionswirkung unterworfen sind, als die auf der Oberfläche. Noch weniger kann aber eine Ausgleichung zu Stande kommen, wenn der Körper, wie hier angenommen wurde, hohl ist. Nobili meinte daher, es müsse an den Polen und am Aequator freie Spannungselektricität auftreten, wenn eine in Ruhe befindliche leitende Verbindung beider fehle. Trotz sorgfältiger Bemühung, ist ihm jedoch ein Nachweis derselben nicht gelungen. Später kommen wir hierauf zurück.

Noch bedarf es eines Hinweises auf die Combination der beiden in den Versuchen von *Fig. 214* (Seite 357) und *Fig. 217* (Seite 358) gewählten Stromesrichtungen. Ein Blick auf diese Figuren zeigt, dass wenn die inducirenden Ströme ab, mn, $a'b'$ und $m'n'$ vereinigt werden, daraus ein (gleichviel ob quadratischer oder kreisförmiger) geschlossener Strom wie $abmn$ der *Fig. 219* (Seite 360) entsteht. Rotirt nun hinter demselben ein Kupferring in gleichem Sinne wie in jenen Figuren, so unterstützen sich für den durch den Strom umschlossenen Raum die

Inductionswirkungen der horizontalen und verticalen Antheile und es entstehen Ströme auf dem rotirenden Reifen von der Richtung der im Innern der Figur angegebenen Pfeile. Diese Inductionsströme stehen im Allgemeinen senkrecht auf der Rotationsrichtung und sind gleichlaufend mit den Antheilen des geschlossenen inducirenden Stromes, bei welchen die inducirten Stellen in dessen Wirkungskreis eintreten. — Ist der rotirende Leiter eine ringsum metallisch geschlossene Figur, etwa ein Cylinder cc', wie *Fig. 220* darstellt, oder eine Kugel und geht der inducirende geschlossene Strom am, den Aequator senkrecht schneidend, über die Pole hinweg, dann entsprechen die inducirten Stromsysteme den eingezeichneten Linien. Circulirt der Strom im inducirenden Leiter nach Art der bei a befindlichen ungefiederten Pfeile und rotirt der Körper in dem Sinne der gefiederten Pfeile, dann gehen die inducirten Ströme auf der vor der Südseite des inducirenden Leiters befindlichen Cylinderfläche von oben nach unten, auf dessen Nordseite aber von unten nach oben und auf der obern und untern Fläche gleichen sie sich aus. Da wo der inducirende Leiter den Aequator auf der Vorderseite schneidet, wird also ein Stromwirbel N entstehen, welcher den Südpol eines Magneten anzieht, während auf der entsprechenden Hinterseite ein Stromwirbel entsteht, welcher den Nordpol eines Magneten anzieht.

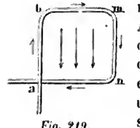


Fig. 219.

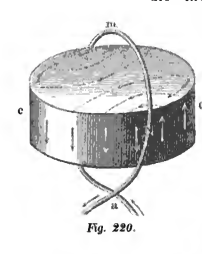


Fig. 220.

III. Schon zu wiederholten Malen sind wir auf Aehnlichkeiten zwischen den Wirkungen von Magneten und denen von galvanischen Strömen hingewiesen worden. Dieselben wiederholen sich auch hier, indem durch Magnete ebenfalls in einem benachbarten geschlossenen Leiter Ströme inducirt werden können. Zum Unterschied von der elektrodynamischen Induction mag die Erscheinung der Induction von Strömen durch Magnete mit dem Namen der **magnetoelektrischen Induction** belegt werden. Den Fundamentalversuch der magnetoelektrischen Induction verdanken wir Lenz [1]. Derselbe bediente sich eines langen übersponnenen Kupferdrathes, welcher in vielen Windungen über einen quadratischen Rahmen von 1 Fuss Seite gelegt, und durch einen Multiplicator geschlossen wurde. Eine Seite desselben stellte er unter und parallel gegen eine in der Südnordrichtung schwebende Magnetnadel von 5 Zoll Länge. Drehte er nun die Magnetnadel um ihren Indifferenzpunkt mit dem Nordpol nach Osten, so entstand in dem Leiter ein Strom, der sich von Nord nach Süd bewegte. Bei entgegengesetzter Drehung der Nadel, oder wenn sich der Magnet unter dem Leiter befand, wurde die entgegengesetzte Richtung des Stromes beobachtet. Alle hierdurch mögliche Combinationen lassen sich zusammenfassen unter der folgenden allgemeinen Regel: **Wenn man sich an einer Stelle in die Richtung eines geschlossenen Leiters versetzt, und wenn man eine parallel zu demselben stehende Magnetnadel ansieht, so wird in dem Leiter ein Strom inducirt, der zu Füssen eintritt und am Kopfe austritt, sobald der Nordpol der Magnetnadel nach rechts gedreht wird.**

Am stärksten tritt auch hier die Analogie zwischen Spiralstrom und Magnet hervor. Faraday substituirte einen Magnetstab statt des Spiralstromes im letzten Versuche von N. I. und fand dasselbe, was so eben nach dem Vorgange von Lenz präciser formulirt wurde, nämlich, dass bei Annäherung eines seiner Pole an einen geschlossenen Leiter, oder bei Entfernung desselben von dem Leiter während der ganzen Dauer der Annäherung oder Entfernung Ströme inducirt wurden. Ist der geschlossene Stromleiter eine ebene oder cylindrische Spirale, so werden von dem

Magneten beim Einschieben oder Ausziehen qualitativ dieselben Ströme inducirt, als ob statt des Magneten eine von einem primären Strome durchflossene Spirale benutzt würde. Den demnächst noch anzuführenden Einzelheiten mag die folgende Regel bezüglich des Verhaltens zwischen einem Magneten und einer Spirale vorangestellt werden: Schiebt man eine geschlossene ebene oder cylindrische Spirale von einem Pole eines Magneten plötzlich bis zu dessen Mitte, so entsteht ein Strom, dessen Richtung vom Südpole des Magneten her betrachtet der Bewegungsrichtung eines Uhrzeigers entgegengeht. Wird aber die Spirale von der Mitte über den Pol bewegt, so ist die Richtung von dem Südpol des Magneten her betrachtet dieselbe als die Bewegungsrichtung eines Uhrzeigers. Hieraus wird ersichtlich, dass ein Magnet beim Herausziehen aus der Inductionsspirale stets einen Strom von derselben Richtung inducirt, gleichviel zu welcher Seite er herausgezogen wird, und dass dieser Strom dem beim Hineinstecken inducirten entgegengesetzt ist. — Wenn ferner der Nordpol eines Magnetstabes immer nach einer Seite und der Südpol nach der andern Seite parallel zur Axe der Spirale gehalten wird, so wird stets dieselbe Stromesrichtung erzielt, mag man den Nordpol oder den Südpol voran in die Spirale stecken. Bei Umkehr des Magneten wird aber die Stromesrichtung die entgegengesetzte. — Führt man einen Magnetstab durch eine Spirale hindurch und zieht ihn auf der andern Seite wieder heraus, so bleibt die Nadel eines mit der Spirale verbundenen Galvanometers stehen, sobald die Mitte des Stabes in der Mitte der Spirale liegt; vorher und nachher schlägt aber die Nadel nach entgegengesetzter Richtung aus [39, 40]. Eine Modification dieses Versuches bestand darin, dass ein Eisenstab, während er in einer Spirale mit vielen Windungen lag, an beiden Enden mit den entgegengesetzten Polen zweier Magnetstäbe berührt wurde. War die Spirale durch ein Galvanometer geschlossen, so entstand dabei ein Ausschlag, wurden die Pole abgerissen, ein Ausschlag von entgegengesetzter Richtung. Die Richtung des Stromes war in Uebereinstimmung mit den frühern Regeln so beschaffen, dass dadurch der Eisenstab die entgegengesetzte Polarität von derjenigen erhalten haben würde, die ihm durch Anlegung der Magnetpole in Wahrheit ertheilt worden war. Ausserordentlich starke Wirkungen wurden erhalten, wenn ein Eisencylinder mit einer seine Mitte umgebenden Inductionsspirale als Anker an die Pole eines magnetischen Magazins von etwa 1 Centner Tragkraft angelegt oder von denselben abgerissen wurde. Sogar bei bloser Näherung und Entfernung gegen die Pole, auch sogar dann, wenn die Spirale bis auf nur eine Windung reducirt wurde, und endlich auch dann noch traten Anzeichen von Inductionsströmen auf, wenn die Spirale allein ohne Eisenkern in den Raum zwischen den Magnetpolen gebracht wurde [36—38].

Mit gleichem Erfolg wurden die gewöhnlichen Magnete durch Elektromagnete ersetzt. Ein eiserner Ring von 6 Zoll Durchmesser und $^7/_8$ Zoll Dicke war auf zwei diametral gegenüberstehenden Stellen mit langen besponnenen Kupferdräthen umwunden, und zwar an beiden Stellen in mehren über einander befindlichen gesonderten Lagen. Wurde das eine System dieser Dräthe mit einem Galvanometer, das andere mit einem Rheomotor verbunden, so entstanden beim Schliessen und Oeffnen der galvanischen Kette die gewöhnlichen Anzeichen von momentanen Inductionsströmen. Dasselbe geschah, wenn verschiedene Lagen desselben Systems bezüglich mit dem Rheomotor und dem Galvanometer verbunden wurden [27—30]. Die besondere Stärke der hierbei entstehenden Inductionsströme veranlasste noch zu dem folgenden Versuche: Eine mit zwei gesonderten Dräthen umwundene Rolle gab nur geringe Inductionswirkung, wenn ein Drath mit dem Galvanometer, der andere mit einem kräftigen Rheomotor geschlossen oder geöffnet wurde. Man erzielte aber sofort eine sehr heftige Wirkung, wenn man einen fusslangen Eisenstab in die

Rolle steckte, wogegen ein Kupferstab statt des Eisenstabes keine Verstärkung bewirkte [34, 35]. Der Versuch beweist, dass die hier statthabende elektrodynamische Induction durch die gleichzeitig in Thätigkeit gesetzte magnetoelektrische unterstützt wird, und dass beide Wirkungen in demselben Sinne geschahen. Stets zeigte sich der Schliessungsstrom dem inducirenden entgegen, der Oeffnungsstrom ihm gleich gerichtet.

Mit diesen kräftigern magnetoelektrischen Strömen konnten nun Erscheinungen dargestellt werden, welche mittelst der elekrodynamischen Induction bisher nicht gelingen wollten. Namentlich wurden Funken hervorgerufen, wenn Kohlenspitzen in den Inductionsdrath eingeschalten waren. Ingleichen wurden Zuckungen an einem Froschschenkelpräparat und Empfindungen auf der Zunge beobachtet. Dagegen konnte ein Platindrath noch nicht zum Glühen gebracht werden und chemische Wirkungen blieben ebenfalls noch aus [32 und 56].

IV. Nach den mitgetheilten günstigen Erfolgen untersuchte Faraday noch besonders „die magnetoelektrische Vertheilung durch Erdmagnetismus", womit er die zweite Reihe seiner Experimentaluntersuchungen über Elektricität [4] beginnt. Die Versuche waren folgende: Es wurde ein unmagnetischer Stab von Schmiedeeisen in seiner Mitte mit einer Kupferdrathspirale umwunden, und diese durch ein Galvanometer geschlossen. Stand der Stab zuvörderst in der Inclinationsrichtung, und wurde er dann plötzlich umgekehrt, sodass sein unteres Ende nach oben zeigte, so entstand ein Ausschlag der Galvanometernadel [141]. Die Ablenkung beim Umkehren war dieselbe, als ob der Nordpol eines Magnetstabes von oben in die Spirale gesteckt worden wäre [143]. In Wahrheit entstand auch dieselbe Ablenkung, wenn die Spirale mit ihrer Axe in der Richtung der Neigungsnadel stand und der Stab weichen Eisens in die Spirale gesteckt wurde. Beim Wiederherausziehen war die Ablenkung die entgegengesetzte. Wurde dieselbe Operation in einer zur Neigungsnadel senkrechten Richtung vorgenommen, so entstand kein Ausschlag. Ebenso wenig entstand ein Ausschlag, wenn Stab und Spirale ihre Lage gegen einander, sowie gegen die ihnen einmal angewiesene Richtung nicht veränderten. Befand sich statt des Eisenstabes ein Magnetstab in der Spirale und wurden beide gleichzeitig ohne Aenderung ihrer relativen Lage gedreht, so schlug die Galvanometernadel ebenfalls aus, sodass auch auf diesem Wege eine momentane Aenderung in der Intensität des Magnetstabes durch den Erdmagnetismus nachgewiesen werden konnte [147]. — Die Spirale ohne Eisenstab gab beim Umwenden ebenfalls einen wenn auch nur einen geringen Inductionsstrom [146]. Bezüglich einiger weiterer Versuche mag auf §. 35, N. II., verwiesen werden.

V. Schon nach den ersten unvollständigen Nachrichten über Faraday's Entdeckung der Induction wurden Wiederholungen und bald darauf sogar Erweiterungen des Gebietes bekannt. Namentlich sind die Wiederholungen von Becquerel und Ampère [5] zu erwähnen, die besonders um deswillen interessant sind, als hier die Analogie zwischen einer cylindrischen galvanischen Spirale und einem Magnetstab noch weiter verfolgt wurde, als es durch Faraday geschehen war. Es wurde nämlich eine aus 400 Windungen bestehende cylindrische Kupferdrathspirale von 16 Centimeter Länge und 4 Centimeter Durchmesser, Schraubenstab genannt, mit einem Rheomotor verbunden und ihre Wirkung auf eine gegen 5 Centimeter weite, hohle, mit einem Galvanometer verbundene Spirale von 100 Windungen beobachtet, und diese mit der Wirkung eines ähnlich behandelten Magnetstabes auf die letztere Spirale verglichen. Es stellte sich die vollkommenste Analogie zwischen dem Schraubenstab und dem Magneten heraus, mit Ausnahme dessen, dass wenn blos ein Polende des Schraubenstabes in die Spirale gesteckt wurde, die Wirkung verhältnissmässig bedeutender ausfiel, als wenn blos ein Polende des Magnetstabes hineingesteckt wurde. Es stimmt diese Beobachtung mit dem schon zu wiederholten Malen

besprochenen Unterschied zwischen cylindrischer Spirale und Magnet, nämlich, dass bei ersterer die polare Wirkung blos an den Enden angehäuft ist, während sie bei letzterem bis gegen die Mitte des Stabes sich verbreitet.

Demnächst sind Wiederholungen von Nobili und Antinori [6] bekannt geworden. Die magnetischen Inductionsversuche erlitten insofern eine Erweiterung, als ein um einen Hufeisenmagneten gewundener und zum Galvanometer führender Schraubendrath stets Ströme nachwies, wenn der Anker vor die Pole gelegt oder von denselben abgerissen wurde. Ferner zeigten Spiralen von verschiedenen Metallen, als Kupfer, Eisen, Wismuth, Antimon (letztere aus Stäbchen zusammengelöthet) nur quantitativ verschiedene Wirkungen. Ingleichen wurde ein magnetoelektrischer Funke, den Faraday nur in einem Fall erhielt, fast stets erzielt, wenn eine um den Anker eines Hufeisenmagneten gewundene Spirale mit einem Ende metallisch an den Magneten befestigt war, mit dem andern Ende leicht gegen dessen Metall federte, und wenn der Anker durch einen kurzen Schlag vom Magneten abgerissen wurde. An dem federnden Ende trat der Funke auf. Nach einer kurz darauf erfolgten Mittheilung [7] konnte der Funke nicht erhalten werden, wenn die Bahn des Inductionsstromes an irgend einer Stelle dauernd unterbrochen war, gleichviel ob sich diese Unterbrechung im luftleeren oder im lufterfüllten Raume befand. Eine weitere Ausbeute der hier bezeichneten Methode zur Gewinnung magnetoelektrischer Funken mag erst in §. 39, N. II., Erörterung finden. Im Uebrigen sind die Ergebnisse beider Mittheilungen bezüglich der Erregung durch den Magnetismus des Stahles und durch Erdmagnetismus, sowie bezüglich physiologischer Wirkungen wesentlich dieselben wie die schon von Faraday erzielten.

Auch Pohl [8] wiederholte die Erregung von Strömen durch Ströme und Magnete, noch ehe er von Faraday's und den so eben mitgetheilten Untersuchungen anders als durch Hörensagen erfahren hatte, doch gab er keine Erweiterung des Gebietes. Dasselbe lässt sich von den Versuchen Erman's [9] sagen, welche sich über die in einer Spirale oder in einem Blechstreifen erregten Inductionsströme verbreiten, wenn in deren Nachbarschaft der Magnetismus eines Eisen- oder Stahlstabes verstärkt oder geschwächt wird, oder wenn die Stäbe in deren Nähe ihre Lage verändern.

Hatten Faraday sowie Nobili und Antinori eine chemische Wirkung der Inductionsströme nicht nachweisen können, so wurde diese Lücke bald ausgefüllt durch Pixii [10] und demnächst durch Hachette [11], der die Zerlegung des Wassers durch einen pixii'schen Apparat mit wechselndem Strom erzielte, sowie durch Botto [12]. Letzterer brachte nämlich Zerlegungen von Salzen und von Wasser zu Stande, indem er den Anker eines Hufeisenmagneten mit einer Kupferdrathrolle umgab und diesen mittelst eines Rades in rascher Aufeinanderfolge von dem Magneten trennte und wieder anlegte, während die Spiralenden in die zu zerlegende Flüssigkeit tauchten. Das Glühen von Platindrath, welches Faraday ebenfalls nicht hatte gelingen wollen, [32] erhielt zuerst Saxton [13].

Dove [14] construirte einen magnetoelektrischen Elektromagneten in folgender Weise: Er legte auf einen gewöhnlichen Elektromagneten einen Anker, der ebenfalls mit einer Drathrolle umgeben war. Die Enden der letzteren wurden mit den Enden der Umwindung eines zweiten Elektromagneten verbunden und dann der zum ersten führende galvanische Strom wiederholt unterbrochen und wieder geschlossen. Die hierbei in der Umwindung des Ankers entstehenden Inductionsströme machten den zweiten Eisenkern zum Magneten, was sich durch Aufrichten von untergestreuten Eisenfeilspähnen, sowie durch Anziehen und Abstossen einer nahen Magnetnadel zu erkennen gab.

In ähnlicher Weise magnetisirte Abria [15] Stahlnadeln mittelst eines durch eine sie umgebende Spirale sich ausgleichenden Inductionsstromes. Wenn er jedoch die Stärke des in stählernen Nähnadeln durch den Inductionsstrom gewonnenen perma-

nenten Magnetismus vergleicht mit dem gleichzeitig durch den inducirenden Strom in andern Stahlnadeln erzeugten, und wenn er hieraus Schlüsse auf die relative Stärke beider Ströme versucht: so sind abenteuerliche Ergebnisse, wie die in der Abhandlung niedergelegten nur zu erklärlich.

Wiederholte Versuche, welche noch später mit anderen im Zusammenhang behandelt werden sollen [§. 35, N. II.], hatte Faraday vergebens angestellt um einen directen Beweis dafür zu erhalten, dass Inductionsströme auch in Flüssigkeiten hervorgerufen werden können. Endlich [16] gelang ihm der Nachweis folgendermassen. Er umwand einen cylindrischen Eisenstab mit einem 7 Fuss langen Schlauch von vulkanisirtem Gummi spiralförmig und füllte denselben mit mässig verdünnter Schwefelsäure. In die Enden des Schlauches band er Kupferdräthe und führte dieselben zu einem Galvanometer. Der Eisencylinder wurde als Anker auf einen Elektromagneten gelegt, und wenn er den um letzteren circulirenden Strom öffnete oder schloss, zeigten die Ausschläge der Galvanometernadel die regelmässigen Inductionsströme an. War der Schlauch mit destillirtem Wasser gefüllt, so blieben die Stromanzeigen aus.

VI. Noch eine Kategorie der allgemeinen Inductionserscheinungen, welche schon in den ersten Untersuchungen Faraday's Erörterung fanden, muss hier behandelt werden, es ist die der nachmals von Weber sogenannten unipolaren Induction. Während bei den früher behandelten magnetoelektrischen Erscheinungen ein Leiter so gegen einen Magneten bewegt wurde, dass er aus Stellen stärkerer Magnetkraft zu Stellen schwächerer Kraft oder umgekehrt überzugehen hatte, so ist es für die Erscheinung der unipolaren Induction charakteristisch, dass der Theil des geschlossenen Stromleiters, auf welchen der Magnet zunächst zu wirken scheint, immer zwischen Stellen constanter Magnetkraft bewegt wird. Um diese Erscheinungen im Allgemeinen kennen zu lernen, mögen die Apparate der *Figg. 157*, *158* und *159* auf Seite 293 und 294 benutzt werden. Legt man nämlich um die Schnurläufe *m* jener Apparate eine Schnur ohne Ende, und führt dieselben anderseits um eine am Rande gekehlte und in Rotation versetzbare Scheibe, und verbindet die Schraubenklammern *o* und *q* mit den Drathenden eines Galvanometers, so wird man an der Nadel des letztern stets einen Ausschlag beobachten, sobald der Leiter um den Magneten oder die Magnete um den Leiter oder endlich der Magnet um seine Axe rotirt. Lässt man in *Fig. 158* (Seite 293) den Leiter *b m d* in der Richtung der Bewegung eines nach oben gekehrten Uhrzeigers rotiren und ist *s* der Südpol des Magneten, dann tritt der entstehende Inductionsstrom in *o* aus, bewegt sich also im Leiter von *m* nach *b* und nach *d* abwärts. Hält man dieselbe Bewegungsrichtung für die Magnete $s\ n\ s'\ n'$ in *Fig. 158* inne, so tritt ebenfalls der resultirende Inductionsstrom an der Stelle *o* zum Multiplicator, bewegt sich also auch hier in dem gleichfalls rotirenden axialen Leiter *m e* abwärts. Verbindet man das andere Multiplicatorende mit dem Näpfchen *a* anstatt mit der Klemme *q*, so tritt bei derselben Rotationsrichtung der Inductionsstrom abermals in *o* aus. Es ist also gleichgültig, ob der Leiter mit den Magneten rotirt oder ob letztere blos um den feststehenden Leiter rotiren, und bei gleicher Rotationsrichtung bewegen sich die Ströme entweder der Mitte *e* des Leiters *m a* zu, oder sie bewegen sich von der Mitte abwärts, wenn die Rotationsrichtung die entgegengesetzte wird. — Ganz ähnlich verhält sich endlich der Magnet im dritten Apparat der *Fig. 159*. Bei einer Rotationsrichtung im Sinne der Bewegung eines Uhrzeigers fliesst der inducirte Strom von jedem der beiden Pole nach der Mitte, vorausgesetzt, dass *s* der Südpol und *n* der Nordpol ist; dagegen bewegt sich der Strom im Magneten von der Mitte nach den Polen, wenn die Rotationsrichtung die entgegengesetzte wird. Zur Orientirung in diesen und den späteren Erscheinungen dient der folgende allgemeine Satz: Befindet sich ein Theil eines geschlossenen Leiters in der Nachbarschaft der Südhälfte eines Magneten

oder ist die Südhälfte des Magneten selbst ein Theil des geschlossenen Leiters und wird der Magnet und der Theil des Leiters um einander oder um eine gemeinschaftliche Axe im Sinne der Bewegung eines Uhrzeigers gedreht, sodass der Südpol bei jeder Drehung den geschlossenen Leiter stets einmal durchschneidet, während der Nordpol stets ausserhalb desselben bleibt; dann wird im Leiter ein Strom inducirt, der sich in der Richtung vom Pol zum Aequator des Magneten bewegt.

Es wird unschwer sein, die von FARADAY[4] in der zweiten Reihe §. VI seiner Experimentaluntersuchungen mitgetheilten bestätigenden Experimente mit dem Vorstehenden zu vergleichen. FARADAY kittete eine Kupferscheibe auf das eine Polende eines Magnetstabes, ohne dass beide in metallischer Berührung standen, und versetzte sie mit einander in Rotation. Zwei Metallstifte waren mit den Drathenden eines Galvanometers in Verbindung und berührten schleifend den amalgamirten Rand und die Mitte der Scheibe. Das Galvanometer zeigte einen Strom an, welcher sich auch dann nicht änderte, wenn die Scheibe allein rotirte, während der Magnet nur in der vorigen Richtung blieb, welcher aber von dem Sinne der Rotation abhängig war. Ganz ähnlich verhielt sich ein Kupfercylinder, welcher wie eine Kappe über die eine Hälfte eines Magnetstabes geschoben wurde und mit demselben so in Quecksilber rotirte, dass der äquatoriale Rand des Kupfers das Quecksilber berührte. Die Galvanometerenden tauchten in das Quecksilber und in ein Quecksilbernäpfchen, welches auf dem obern Ende des Kupfercylinders angebracht war. Auch der Magnet allein gab einen Strom, wenn er im Quecksilber in senkrechter Lage in Rotation versetzt wurde und am obern Ende ein Ueberleitungsnäpfchen zur Aufnahme des einen Galvanometerdrathes trug, während der andere in das untere Quecksilber tauchte [218—220]. Unverkennbar ist der letzte Versuch die Umkehr des in *Fig. 162* auf Seite 294 dargestellten BARLOW'schen Versuches. Und denkt man sich den Kupfercylinder in Längsstreifen zerspalten, so entsprechen offenbar jede zwei gegenüberstehende dem Leiterpaar des an *Fig. 157* erörterten Versuches.

Nun drängte sich FARADAY die Frage auf, ob der durch den ohne Kupferarmatur rotirenden Magneten nachgewiesene Inductionstrom blos dann zustande komme, wenn seine Aequatorialzone und sein Pol durch den Drath des Galvanometers geschlossen werden, oder ob sich der Strom auch auf irgend einem Wege innerhalb des Magneten ausgleichen könne. Zur Beantwortung stellte er den durch *Fig. 221* veranschaulichten Versuch an. Ein cylindrischer Magnetstab von 7 Zoll Länge und $^3/_4$ Zoll Durchmesser war mit einem $^1/_4$ Zoll weiten Loch von einem Ende her in der Richtung der Axe bis zur Mitte versehen. In das Loch wurde ein mit Papier umwickelter Kupferstab eingebracht, der nur auf dem Boden desselben mit dem Magneten in metallischer Berührung stand. Auf dem obern Ende des Magnetstabes wurde mittelst einer Papierhülse und auf dem obern Ende des Kupferstabes mittelst eines Federkieles ein Quecksilbernäpfchen gebildet, sodass zwischen beiden nur über dem Boden der centralen Höhlung eine metallische Communication stattfand. Wurden nun die Galvanometerdräthe *a* und *b* in beide Näpfchen getaucht, und der Stab um seine verticale Axe gedreht, so entstand ein schwacher Strom. Demnächst wurde der Stab, wie in *Fig. 222* (Seite 366) in ein Gefäss mit Quecksilber gestellt, und das Galvanometerende *b* zu diesem geführt, während das Ende *a* an der frühern Stelle blieb. Wurde nun der Stab in dem frühern Sinne in Drehung versetzt, so resultirte eine weit stärkere Ablenkung der Galvanometernadel, aber in demselben Sinne, wie beim frühern Versuch. Wurde endlich das Ende *a* in das Quecksilbernäpfchen des Magneten getaucht, sodass die Kupferaxe ganz ausserhalb des Bogens lag, dann blieben Richtung und Stärke

a
b

Fig. 221.

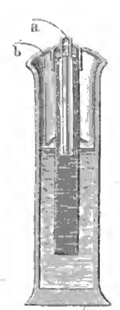


Fig. 222.

des Galvanometerausschlages dieselben wie beim letzten Versuch. — Der gleichgerichtete Galvanometerausschlag im ersten und letzten Versuch zeigt nun, dass der Strom bei den gewählten verschiedenen Anordnungen in der Substanz des Magneten entgegengesetzte Richtung hatte, die bedeutende Differenz in der Intensität des Ausschlages bewies aber, dass die Erregung des Stromes nicht allein mit der Bewegung des Magneten im Zusammenhange steht, sondern ebenso wohl mit der Bewegung des unter Einfluss des Magnetismus stehenden Kupferstabes. Ganz besonders geht dieses auch noch aus dem Vergleich des zweiten Versuches mit dem dritten hervor, indem zur Leitung des Stromes bei dem einen die Substanz des Magneten fast gänzlich und bei dem andern die Substanz des Kupferkernes vollkommen unbenutzt blieb, und dennoch in beiden eine merklich gleiche Stromstärke erzielt wurde. In der (kupfernen) Axe würde also ein genau gleichstarker Strom mit entgegengesetzter Richtung in Bewegung versetzt worden sein wie in der peripherischen (stählernen) Hülle, wenn die Drathenden a und b in *Fig. 221* unmittelbar neben einander sich befunden haben würden. Nach der Anordnung des ersten Versuches datirte also der schwache Strom nur von dem schmalen Scheibchen des Magneten, welches zwischen beiden Dräthen sich befand. Und somit lässt sich schliessen, dass in dem rotirenden Magneten an sich kein Strom zu Stande kommt, sondern dass dazu ein äusserer Schliessungsbogen nothwendig ist, dessen Enden der Magnetstab an verschiedenen (gegen die Aequatorialebene und die Pole unsymmetrischen) Stellen berührt [218—228].

VII. Weber [17] verdanken wir es, dass er die verwickelten Erscheinungen der „unipolaren Induction" unter einem gemeinsamen Gesichtspunkt zusammenfasste. Demzufolge wird ein stets nach derselben Richtung gehender Strom in einem geschlossenen Leiter nur dann durch einen permanenten Magneten erzeugt, wenn der inducirende Pol desselben bei seiner stetigen Bewegung abwechselnd innerhalb und ausserhalb des geschlossenen Leiters sich befindet, während der andere Pol des Magneten immer ausserhalb vom geschlossenen Leiter bleibt. Dazu kommt, dass nur der freie Magnetismus des Stabes inducirend wirkt, während, wenn ein Magnet innerhalb einer Spirale z. B. durch Elektromagnetismus gebildet wird, oder ein magnetisch gewesener Eisenstab seinen Magnetismus innerhalb einer Spirale verliert, die ganze Quantität des in allen Theilchen in Bewegung versetzten Magnetismus die Inductionswirkung ausübt. Es könnte scheinen, als ob der an *Fig. 159* erörterte Versuch eine Ausnahme machte, indem hier der inducirende Magnetpol vom entstehenden Strome selbst durchflossen wird, also bei der Rotation um seine Axe stets in gleichem Abstande vom Gesammtleiter beharren muss. Bedenkt man jedoch, dass die magnetische Wirkung eines Stabes nur die Resultante der magnetischen Wirkungen seiner Theilchen ist, so löst sich dieser Widerspruch. Es wurde oben §. 17, N. IV., gezeigt, dass der Magnetismus in Elektromagneten und somit aller Wahrscheinlichkeit nach auch der in Stahlmagneten nur in der oberflächlichen Schicht des Eisens oder Stahles zur Vertheilung komme. Sonach kann man, da es hier blos auf den freien Magnetismus ankommt, einen Magneten NS der *Fig. 223* betrachten als eine Reihe von dünnen Magnetstäbchen, welche wie $n\,s$ und $n'\,s'$ gleich einem Cylindermantel die Axe des Stabes umgeben. Bedeutet nun e den Ueberleiter, r die kreisförmige Quecksilberrinne jenes Versuches und Sq den Schliessungsbogen, so wird das zur

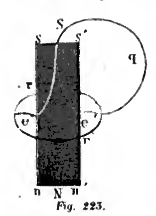


Fig. 223.

Strombahn benutzte Material des Magneten ungefähr durch die Linie Se dargestellt werden können. Jetzt liegt offenbar der inducirende Elementarpol s ausserhalb des geschlossenen Umlaufes, während s' innerhalb sich befindet. Erhält nun der Magnet eine halbe Drehung um seine Axe, so bekommt der Ueberleiter die Lage e' und die Strombahn ist $Se'qS$. Die gleichzeitig mitgedrehten Elementarpole s und s' haben aber ihre Lage vertauscht und jetzt befindet sich s innerhalb, s' aber ausserhalb vom geschlossenen Umlauf. Während nun so jeder inducirte Elementarpol s, s' ... seine Lage gegen die Innen- und Aussenseite des zu inducirenden Kreises wechselt, bleiben die andern Elementarpole $n\,n'$ . . . stets ausserhalb desselben.

Der in Rede stehende Versuch gelingt ebenso gut, wenn man statt des Ueberleiters e und der Quecksilberrinne $r\,r'$, den Magnetstab wie bei *Fig. 156* auf Seite 292 in Quecksilber schwimmen lässt, oder wenn man ihn, wie es Plücker [18] that, mit einer Metallscheibe in der Aequatorialebene umgiebt und an deren amalgamirtem Rande das Ende q des Schliessungsbogens schleifen lässt. Ist nun auch das Endergebniss beider Versuche ein gleiches, so sind dieselben doch dem Wesen nach verschieden. Bedeute nämlich für die jetzige Modification die Ebene rr' der *Fig. 223* die äquatoriale Kupferscheibe, so ist ersichtlich, dass, da der Strom immer den kürzesten Weg zu seiner Ausgleichung wählt, die von ihm im Innern des Magneten getroffenen Massentheilchen während dessen Rotation nicht mehr beständig dieselben bleiben, sondern die Stromesrichtung im Raume eine constante Lage behält. Während bei dem vorigen Versuch der inducirte Bogen nach einer halben Umdrehung wechselt zwischen den Wegen $Se'qS$ und $SerqS$, so beharrt derselbe jetzt in der Lage $Se'qS$. Immerhin behält aber der an die Spitze gestellte allgemeine Gesichtspunkt auch hier seine Gültigkeit, denn die inducirenden Elementarpole $s\,s'$ ... befinden sich bei jeder Drehung des Magneten einmal innerhalb und einmal ausserhalb vom inducirten Bogen, während die anderen Elementarpole stets ausserhalb bleiben.

Aber auch mit den Erscheinungen der gewöhnlichen Magnetoinduction brachte Weber die der unipolaren Induction in Einklang. Legt man nämlich einen engen, doch nicht anschliessenden Drathring um die Aequatorialebene eines Magnetstabes und bewegt ihn parallel mit sich selbst über den einen Pol desselben bis in grosse Entfernung hinaus, so entsteht in dem Ringe ein Strom von einer bestimmten Richtung. Bewegt man den Ring immer parallel mit sich selbst wieder in seine anfängliche Lage zurück, so entsteht in ihm ein Strom von entgegengesetzter Richtung. Dreht man aber den Ring, wenn er sich im grössten Abstand vom Magnetpol befindet, in einem seiner Durchmesser um einen Winkel von 180^0 und führt ihn dann erst wieder in die Aequatorialebene zurück, so hat der jetzt entstehende Strom dieselbe Richtung, wie der beim Abziehen des Ringes entstandene. Nun ist es aber, wie noch gezeigt werden soll, für die Stärke des Stromes gleichgiltig, ob die Drehung des Ringes vor dem Magneten in grossem oder ob sie in kleinem Abstande von dessen Pole geschieht. Es bedarf also nur einer Bewegung des Ringes aus der Aequatorialebene des Magneten über dessen einen Pol hinweg, einer darauf folgenden Drehung und einer endlichen Zurückführung des Ringes in die Ausgangsebene, um die ganze auf einmal mögliche Inductionswirkung des Magnetpoles zu erhalten. Diese Operation nennt Weber einen Wechsel.

Die Stärke des bei einem Wechsel gewonnenen Inductionsstromes müsste nun, soweit bisher die Verhältnisse erörtert wurden, doppelt so gross sein als die Stärke des bei einer Magnetumdrehung durch unipolare Induction gewonnenen Stromes, wenn der Durchmesser des Ringes sehr klein wäre im Verhältniss zur Länge des Magnetstabes, und wenn er denselben Leitungswiderstand darböte als der bei der unipolaren Induction angewandte geschlossene Leiter. Es ist nämlich unverkennbar, dass ein Magnetpol dann die stärkste Inductionswirkung auf einen geschlossenen

Leiter ausübt, wenn er sich auf der hohlen Seite desselben befindet, die schwächste aber, wenn er sich über dessen erhabener Seite hinwegbewegt. Beim Wechsel bewegt sich nun jedes Theilchen des geschlossenen Leiters zweimal mit der hohlen Seite an dem Magnetpol im ganzen Bereich von dessen Wirkungskreis vorüber, wohingegen bei einer Drehung behufs der unipolaren Induction jeder Elementarpol und somit der ganze an einem Pole auftretende freie Magnetismus nur einmal sich über der hohlen Seite der zu inducirenden Bahn hinwegbewegt. Es ist somit zu erwarten, dass im ersten Fall die Wirkung doppelt so stark ausfällt als im letzten. WEBER stellte nun eine Reihe von Versuchen an, um die Stärken der auf beide Arten gewonnenen Ströme mit einander zu vergleichen, fand jedoch die Ströme der unipolaren Induction ungleich schwächer, als zu erwarten war. Zwei Gründe sind es aber namentlich, infolge deren die letzteren Ströme gegen die eines Wechsels beeinträchtigt werden. Bei einem Wechsel bewegt sich nämlich der Leiter zweimal auf der wirksamsten hohlen Seite am inducirenden Pol vorüber und nur einmal mit der unwirksamsten erhabenen Seite, wogegen die gesammten Elemente des Magnetpoles bei der unipolaren Induction für jede Umdrehung einmal an der hohlen und einmal an der erhabenen Seite des Schliessungsbogens vorübergehen. Ferner kommt bei einem Wechsel sicher der ganze über die eine Hälfte des Magnetstabes verbreitete freie Magnetismus zur Thätigkeit, was freilich bei der unipolaren Induction ebenso gut der Fall sein würde, wenn, wie in *Fig. 223* angenommen wurde, die Strombahn innerhalb des Magneten wirklich nur die lineare Ausdehnung Se hätte, und wenn die magnetisirten Theilchen nur an der äussersten Oberfläche des Stahlstabes lägen. Da aber der Strom sich in dem Magneten beträchtlich nach allen Querrichtungen ausbreiten muss und da der Magnetismus merklich in das Innere des Stabes eindringt, so ist ersichtlich, dass nicht alle Elemente der einen Polarität sich bei der Drehung des Stabes durch das Innere des gesammten geschlossenen Inductionsbogens bewegen werden, vielmehr ein Theil derselben ganz ausserhalb seine Drehung vollführt. Und so wird auch aus diesem Grunde der durch eine Umdrehung des Magnets gewonnene unipolare Inductionsstrom weniger als halb so stark sein, wie der durch einen Wechsel erzielte Strom.

Die so eben herangezogenen Versuche waren so angestellt, dass ein cylindrischer Magnet durch Getriebe und Zahnrad mit der Hand in willkürlich rascher Bewegung um seine horizontal liegende Axe gedreht werden konnte. Eine verticale Metallscheibe umgab ihn in seiner Aequatorialebene und tauchte mit dem amalgamirten Rande in eine unter ihr angebrachte, mit Quecksilber gefüllte Vertiefung. Das Quecksilber und eines der metallenen Axenlager war mit den Drathenden eines um ein Magnetometer liegenden Multiplicators in Verbindung und so konnte die Ablenkung des Magnetometerstabes mit Spiegel, Fernrohr und Skale bestimmt und daraus die Stärke des Inductionsstromes berechnet werden. Die Versuche wurden stets mit verschiedenen, nach der Uhr gemessenen Rotationsgeschwindigkeiten angestellt, und hieraus stellte sich ausser dem oben angeführten negativen Ergebniss auch noch das positive heraus, dass die Stärke des inducirten Stromes stets der Rotationsgeschwindigkeit des Magneten proportional ist.

VIII. Eine Reihe hierhergehöriger Versuche, welche theils Zusätze, theils neue Beweise für die aufgestellten Behauptungen liefern, verdanken wir PLÜCKER. Dieselben mögen nach den hier zu vertretenden Gesichtspunkten geordnet, ihrem wesentlichen Inhalte nach folgen. Von sehr umfassender Anwendung ist der in *Fig. 224* (Seite 369) perspectivisch dargestellte Apparat. In *Fig. 225* (Seite 369) ist der zwischen f und $f_{,}$ liegende Antheil mit Beibehaltung derselben Bezeichnungen im Durchschnitt wiederholt. Zwischen zwei Schraubenspitzen f und $f_{,}$ kann ein Magnetstab (von 156 Millimeter Länge und 6 Millimeter Dicke) durch einen an ihm befestigten Schnurlauf k in Rotation versetzt werden. Derselbe wird ganz

umgeben von einem hohlen Kupfercylinder (von 13 Millimeter Durchmesser und 2 Millimeter Wanddicke), der ihn nur an den beiden Polenden, nicht aber im übrigen Verlauf berührt, und der durch den Schnurlauf *h* nach Bedürfniss gleichzeitig mit dem Magneten oder ohne ihn oder in entgegengesetzter Richtung als jener in Rotation versetzt werden kann. Die Rotation beider wird durch das Rad *r* mit doppelter Hohlkehle und durch Vermittelung zweier Schnüre bewirkt, welche zu den Läufen *h* und *k* führen, und von denen der eine gekreuzt wird, sobald man entgegengesetzte Bewegungsrichtungen von *h* und *k* beabsichtigt. Der kupferne Hohlcylinder ist in der Mitte mit einer am Rande amalgamirten und in eine Quecksilberrinne tauchenden Kupferscheibe *e* umgeben. Eine metallene Klemmschraube *a* steht mit der Quecksilberrinne in Verbindung, und von ihr führt ein Drath nach einer Oeffnung *g* im Kupfercylinder, der nach Bedürfniss niedergedrückt werden kann und dann dazu dient, auf der Aequatorialebene des Magnetstabes zu schleifen und diese mit der Klemmschraube *a* in leitende Verbindung zu setzen. Um den Drath vom Kupfercylinder isolirt zu erhalten, ist die Oeffnung *g* im letztern mit Elfenbein ausgefüttert. Dieser Oeffnung gegenüber befindet sich eine in der Cylinderwand gehende Schraube *s*, um eventuell den Magnetstab und den umgebenden Cylinder durch Reibung in starrer Verbindung zu erhalten. Die Träger *b* und *c* der Axenlager sind von Metall und können durch Dräthe mit der Schraubenklemme *d* in leitende Verbindung gebracht werden. Eines der Galvanometerenden wird in *a* und das andere je nach Bedürfniss in *b*, *c* oder *d* eingeklemmt. — Dieser Apparat kann nun in sehr verschiedener Weise gebraucht werden. Wird *c* oder *b* mit einem Ende und *a* mit dem andern des Galvanometers in Verbindung gesetzt, so erhält man immer dieselbe Stromesrichtung, wenn man das Rad *r* in demselben Sinne dreht. Bei entgegengesetzter Drehung ändert sich auch die Stromesrichtung. Dabei ist es gleichgültig, ob Magnet und Kupfercylinder in gleichem oder in entgegengesetztem Sinne rotiren oder ob der Magnet allein rotirt und während dessen der Drath *g* niedergedrückt wird, oder ob der Kupfercylinder allein rotirt, während der Magnet durch Anziehen der Schrauben *f* und *f'* festgestellt wird. Betrachtet man den Kupfercylinder als eine Reihe der Axe paralleler Dräthe, so ist es unschwer, diese Versuche auf die an den Apparaten der *Figg. 157* und *159* zurückzuführen. Daraus aber, dass der Strom merklich dieselbe Stärke behält, ob Kupfercylinder und Magnet in gleichem oder entgegengesetztem Sinne rotiren oder ob letzterer festgestellt wird, wenn nur die Rotationsgeschwindigkeit des ersteren dieselbe bleibt, müssen wir entnehmen, dass die Stromerregung unabhängig ist von der absoluten Bewegung des Magneten, dass dieselbe vielmehr, entsprechend dem oben aufgestellten Satz, blos davon abhängt, wie häufig der inducirende Pol seine Stellung innerhalb und ausserhalb des ganzen inducirten Bogens wechselt.

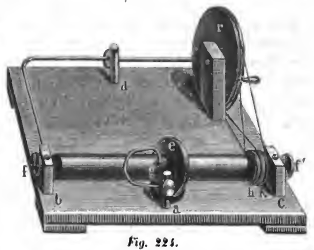


Fig. 224.



Fig. 225.

Befand sich bisher der Magnet in der Rotationsaxe, so sind die folgenden Versuche so beschaffen, dass der Magnet analog dem Versuch der *Fig. 158* um eine ihm parallele Axe in Rotation versetzt wird. Auch hier tritt uns zunächst wieder ein Beweis für den oben herangezogenen Satz entgegen. Es wurde nämlich

eine starke kreisförmige Metallscheibe mit einer centralen Oeffnung versehen, durch welche ein Kupferstab gesteckt werden konnte, und mit einem oder mehren andern im Kreise stehenden Löchern, in welchen gleichorientirte Magnetstäbe parallel zum centralen Stab in ihren Aequatorialebenen befestigt wurden. Die eine Ueberleitung zum Galvanometer schleifte am amalgamirten Rand der äquatorialen Scheibe, die andern an einem Ende des centralen Kupferstabes. Die ganze Vorrichtung war so beschaffen, dass der Stab mit der Scheibe zugleich oder die Scheibe allein um den Stab in Rotation versetzt werden konnte. Bei gleicher Geschwindigkeit und gleicher Anzahl von Magneten zeigte sich nun, dass dem Erwarten gemäss die Stromstärke in beiden Fällen dieselbe war. Die Erscheinung würde aber sehr auffällig sein, wollte man die Versuche so betrachten, als ob die Magnete blos auf die im Schliessungsbogen befindliche Hälfte des centralen Stabes wirkten, und nicht auf den Rest des Bogens, indem dann im ersten Falle ein Strom in Bewegung versetzt würde, während der inducirende und der inducirte Theil in relativer Ruhe bleiben.

Um die Beziehung zwischen dem Abstand des rotirenden Magneten von der Rotationsaxe und der Stärke des inducirten Stromes zu beurtheilen, diente unter anderem folgender Versuch: Es wurde eine Kupferscheibe von 200 Millimeter Durchmesser so ausgeschnitten, dass nur der Rand und ein diametraler Streifen übrig blieb. Der letztere wurde im Centrum mit einer ihn senkrecht durchsetzenden kupfernen Rotationsaxe versehen, und von hierab auf beiden Seiten mit zwei gleichweit von der Axe abstehenden Löchern, in welche möglichst gleiche Magnete parallel zur Axe mit ihren Mitten eingeklemmt werden konnten. Ausserdem befanden sich auf der einen Seite noch andere fünf gleiche Löcher in verschiedenen Abständen von der Mitte. In der ersten Lage wurden beide Magnete mit entgegengesetzt gerichteten Polen durch kleine Verschiebungen in ihren Löchern soweit abgeglichen, dass sie keinen Strom inducirten, wenn der Apparat in Rotation versetzt wurde und die Enden eines prüfenden Galvanometers je auf der Kupferaxe und dem Umfang des äquatorialen Reifens schleiften. Nun wurde der eine Magnet nach einander mit Beibehaltung seiner Richtung und bis zu gleicher Tiefe in die fünf andern Löcher gebracht, während der andere in seiner ursprünglichen Stellung verblieb. Es zeigte sich, dass bei allen verschiedenen Abständen des ersteren Magneten von der Rotationsaxe seine Wirkung durch den unverrückt gebliebenen stets compensirt wurde, dass also die Stärke des inducirten Stromes unabhängig ist vom Abstande des inducirenden Magneten von der Drehungsaxe, oder was dasselbe ist, dass die inducirende Wirkung seiner absoluten Geschwindigkeit proportional ist. Ist aber die Stromstärke unabhängig von dem Abstande zwischen Magnet und Rotationsaxe, so wird auch die Stromstärke dieselbe bleiben, wenn diese Entfernung gleich Null ist, d. h. wenn der Magnet sich in der Rotationsaxe selbst befindet. Somit wäre also das durch Plücker für die Rotation von Magneten um eine entfernte Axe aufgestellte Gesetz der Proportionalität zwischen Stromstärke und Geschwindigkeit identisch mit dem obigen Gesetz Weber's für die Rotation von Magneten um die Axe ihrer eigenen Kraft.

Mit einem dem vorigen ganz ähnlichen Apparat wurde aber auch noch die Unabhängigkeit der Stromstärke und Stromesrichtung von dem Abstand sowohl des rotirenden Magneten als eines mit in Rotation begriffenen Theiles vom inducirten Bogen dargethan, wenn keiner dieser beiden Theile in der Rotationsaxe selbst liegt. Eine Kupferscheibe wurde nämlich mit ihrer Mitte an eine zu ihr senkrechte Rotationsaxe gelöthet und mit mehren Löchern in verschiedenen Abständen von letzterer versehen. Nun wurde immer in eines derselben ein Kupferstab mit einem seiner Enden, und in ein anderes ein Magnetstab mit seiner Mitte eingeklemmt. Eine andere mit gleichen Löchern versehene Metallscheibe wurde auf derselben Axe,

jedoch ohne mit ihr in leitender Verbindung zu stehen, befestigt und zwar in einer solchen Höhe, dass das freie Ende des Kupferstabes und der entsprechende Pol des Magnetstabes in sie eingeklemmt werden konnte. Jetzt diente der Kupferstab zur Schliessung des ganzen zu inducirenden Bogens, wenn dieser Apparat in Rotation versetzt und die Galvanometerenden an den Umfängen der beiden Scheiben schleifend erhalten wurden. In welche Stellungen nun auch Magnet und Kupferstab gegen einander gebracht werden mochten, ob der eine oder der andere bei der Rotation voranging, ob der eine der Axe näher war oder entfernter als der andere, oder ob beide in gleichem Abstand von derselben sich befanden — immer war Stromstärke und Stromesrichtung bei gleicher Geschwindigkeit und Richtung dieselbe. Ist also gleichzeitig ein Magnet und ein Theil des zu inducirenden Bogens in Rotation begriffen um eine gemeinschaftliche ihnen parallele und ausserhalb derselben gelegene Axe, so ist die erzielte Stromstärke und Stromesrichtung unabhängig von deren wechselseitiger Lage oder deren Abständen von der Axe. — Diese Thatsache erklärt nun auch die auffällige Wirkung des in *Fig. 226* wiedergegebenen Apparates. Es trägt nämlich die Rotationsaxe *a b* eine senkrecht zu ihr stehende Kupferscheibe *c d*. Durch dieselbe ist ein Magnetstab *n s* zur Hälfte gesteckt, und auf ihrer untern Seite sind zwei Kupfercylinder concentrisch aufgelöthet, von denen der eine die vom Magneten zu beschreibende Cylinderfläche umgiebt, der andere ganz innerhalb derselben liegt, und welche beide etwas höher sind, als die halbe Länge des Magnetstabes beträgt. Lässt man nun das eine Galvanometerende an dem Rande *c d* schleifen, und das andere entweder an der untern Peripherie des äussern oder an der untern Peripherie des inneren Cylinders, so erhält man stets dieselbe Stärke und Richtung des Stromes bei gleicher Geschwindigkeit und Richtung der Drehung. Da nämlich jeder Streifen beider Cylinder als ein parallel zum Magneten rotirender Theil des zu inducirenden Bogens betrachtet werden kann, ist die Zurückführung auf den vorigen Versuch ersichtlich. Aber auch auf die mit den Apparaten der *Figg. 157* und *158* angestellten Inductionsversuche werden wir wieder zurückgeführt, indem auch diese nur einfache Fälle jener allgemeineren Darstellung geben. — In unmittelbarem Zusammenhang hiermit stehen Versuche, welche mit dem in *Fig. 227* skizzirten Apparat angestellt wurden. Zwei gleiche und gleichgerichtete Magnete *n s* und *n' s'* sind in zwei metallenen Querstäben *n n'* und *s s'* befestigt und tragen eine ihre Aequatorialebene bezeichnende Metallscheibe, welche mit dem amalgamirten Rand eine darunter befindliche Quecksilberfläche *q* berührt. Das Quecksilber steht in leitender Verbindung mit dem Drathhalter *e*, und die Querstäbe sind in ihren Mitten mit Pfannen versehen, in welche Schraubenspitzen eingreifen, die durch die metallenen Pfosten *a* und *c* gehalten werden. Werden die Pfosten *a* und *c* gleichzeitig oder einzeln mit einem der Galvanometerenden verbunden und *e* mit dem andern, so zeigt die Nadel einen kräftigen Ausschlag, wenn man den Theil *n s s' n'* um die Axe *a c* dreht. Hier ist jeder Magnet Leiter für den Strom, welcher durch die Rotation des andern um die gemeinschaftliche Axe bewirkt wird, und gleichzeitig Leiter für den Strom, welcher durch die gleichzeitige Umdrehung seiner selbst um seine eigene Axe

Fig. 226.

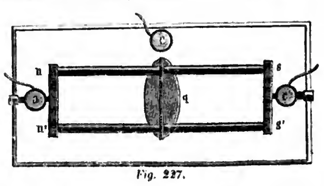


Fig. 227.

hervorgerufen wird. Nach unserer Anschauung stellt jeder der beiden Magnete einen Elementarstreifen des Magneten *NS* in *Fig. 225* (Seite 366) dar, und ist diese Anschauung die der wahren Beschaffenheit der Magnete entsprechende, dann ist der letzte Versuch nur eine Modification des an dem Apparat der *Fig. 159* (Seite 294) anzustellenden Versuches.

IX. Es kann nicht entgehen, dass eine vollkommene Reciprocität der früher behandelten elektrodynamischen und elektromagnetischen Erscheinungen einerseits, und der so eben erörterten Inductionserscheinungen andererseits stattfindet. Es wird nicht überflüssig sein, die Hauptmomente beider nach dem Vorgang von Ritchie [19] und von Lenz [1] einander gegenüberzustellen. Durch verschiedenen Druck mag der Vergleich beider Kategorien erleichtert werden.

Zwei galvanische Ströme, die parallel zu einander fliessen, ziehen sich an, wenn sie in derselben, sie stossen sich ab, wenn sie in entgegengesetzter Richtung fliessen [§. 23, N. I. Ampère]. Wenn ein in sich geschlossener Leiter einem von einem galvanischen Strom durchflossenen parallel angenähert wird, dann wird während der ganzen Dauer der Annäherung im ersten ein Strom von entgegengesetzter Richtung des im andern thätigen Stromes inducirt, und wenn er von ihm parallel entfernt wird, dann wird während der ganzen Dauer der Entfernung ein Strom von gleicher Richtung des ursprünglichen inducirt [N. II. Faraday].

Können zwei nahe bei einander befindliche Stromleiter sich blos in parallelen Ebenen um eine zu denselben senkrechte Axe drehen, so strebt einer den andern in eine solche Lage zu bringen, dass beide Ströme parallel und in demselben Sinne fliessen [§. 23, N. II. Ampère]. Lenz bewies die reciproke Wirkung dadurch, dass er von zwei nahezu gleichgrossen kreisförmigen Leitern, von denen jeder aus zwanzig Windungen umsponnenen Kupferdrathes bestand, und welche um einen gemeinschaftlichen Durchmesser drehbar waren, den einen durch ein Galvanometer, den andern durch eine galvanische Kette schloss. Standen nun dieselben senkrecht zu einander, und brachte er sie in parallele Lage, so wurde im ersten ein Strom von der des im letztern thätigen entgegengesetzten Richtung inducirt. Wurden sie aus der parallelen Lage in die senkrechte bewegt, so hatte der im letztern inducirte Strom die gleiche Richtung des ursprünglichen.

Ein begrenzter Leiter, welcher sich nur parallel zu sich selbst bewegen kann, wird von einem unbegrenzten, gegen welchen er unter einem Winkel geneigt ist, der im letztern statthabenden Stromesrichtung entgegenbewegt, sobald im begrenzten Leiter der Strom nach dem unbegrenzten hinfliesst; er wird aber im Sinne der Stromesrichtung im unbegrenzten Leiter bewegt, sobald sein Strom von dem unbegrenzten Leiter abwärts fliesst [§. 23, N. IV. Ampère]. — Wird ein in sich geschlossener begrenzter Leiter in geneigter Lage und in paralleler Richtung zu einem unbegrenzten von einem Strome durchflossenen Leiter bewegt, so wird in ihm ein Strom inducirt, welcher vom thätigen abwärts fliesst, wenn die Bewegungsrichtung dem ursprünglichen Strom entgegengeht, welcher aber nach dem thätigen Leiter hinfliesst, wenn die Bewegung im Sinne der Stromesrichtung im unbegrenzten Leiter geschieht [N. II. Nobili].

Wenn man sich in einem galvanischen Strome den Kopf nach vorn und in der Richtung des Stromes schwimmend denkt und eine in der Nachbarschaft beweglich aufgehangene Magnetnadel ansieht, so wird stets der Nordpol nach links abgelenkt [§. 2. Oersted]. Wenn man sich an einer Stelle in die Richtung eines geschlossenen Leiters versetzt, und wenn man eine parallel zu demselben stehende Magnetnadel ansieht, so wird in dem Leiter ein

Strom inducirt, der zu Füssen eintritt und am Kopfe austritt, sobald der Nordpol der Magnetnadel nach rechts gedreht wird [N. III. Lenz].

Ein verticaler in jeder horizontalen Richtung durch Schwimmen auf einer Flüssigkeit leicht beweglicher Stromkreis bewegt sich über einen entgegengehaltenen horizontalen Magnetstab bis zu dessen Mitte so hinweg, dass seine Stromesrichtung vom Südpol des Stabes aus gesehen diesen in der Richtung der Bewegung eines Uhrzeigers umgiebt. Schiebt man den Stromleiter in umgekehrter Richtung über die Mitte des Magnetstabes, so bewegt er sich über den nächsten Pol hinaus, kehrt sich um und schwimmt in dieser neuen Lage wieder rückwärts, bis er die Mitte des Stabes umgiebt [§. 12, N. I. de la Rive]. Schiebt man eine geschlossene ebene oder cylindrische Spirale von einem Pole eines Magneten plötzlich bis zu dessen Mitte, so entsteht ein Strom, dessen Richtung, vom Südpole des Magneten her betrachtet, der Bewegungsrichtung eines Uhrzeigers entgegengeht. Wird aber die Spirale von der Mitte über den Pol bewegt, so ist die Richtung, von dem Südpol des Magneten her betrachtet, dieselbe als die Bewegungsrichtung eines Uhrzeigers [N. III. Faraday].

Befindet sich ein Stromleiter in der Nachbarschaft der Südhälfte eines Magneten, wird dieser Leiter in der Richtung vom Aequator nach dem Südpol desselben von einem Strome durchflossen, und ist einer von beiden um den andern oder sind beide um eine gemeinschaftliche Axe drehbar, so rotiren sie in der Richtung der Bewegung eines Uhrzeigers auf einem nach dem Südpol gekehrten Zifferblatt [§. 29, N. I. Faraday]. Ist die Südhälfte des Magneten selbst vom Aequator nach dem Pole hin vom Strome durchflossen und der Magnet um seine Axe drehbar, so rotirt er in demselben Sinne [§. 29, N. I. Ampère]. Befindet sich ein Theil eines geschlossenen Leiters in der Nachbarschaft der Südhälfte eines Magnetpoles, oder ist die Südhälfte des Magneten selbst ein Theil des geschlossenen Leiters, und wird der Magnet und der Theil des Leiters um einander oder um eine gemeinschaftliche Axe im Sinn der Bewegung eines Uhrzeigers gedreht, sodass der Südpol bei jeder Drehung den geschlossenen Leiter stets einmal durchschneidet, während der Nordpol stets ausserhalb desselben bleibt: dann wird im Leiter ein Strom inducirt, der sich in der Richtung vom Pol zum Aequator des Magneten bewegt [N. VI. Faraday].

Faraday [20] bildete sich zur Orientirung in den Inductionserscheinungen allgemeine Regeln, welche sich namentlich in der Folge sehr fruchtbar erwiesen haben. Unter magnetischen Curven versteht er diejenigen Linien in der Umgebung eines Magneten, in deren Tangenten sich eine kleine, vom Erdmagnetismus unabhängige Magnetnadel einstellen würde, oder in welchen sich Eisenfeilspähne anordnen.

1) Wird man ein Drath so bewegt, dass er die magnetischen Curven schneidet, so ist in ihm die Tendenz eines Stromes vorhanden. Der Strom kommt in ihm wirklich zu Stande, wenn seine Enden leitend verbunden sind.

2) Bewegt sich ein zweiter Drath in gleicher Richtung und mit gleicher Geschwindigkeit wie der erste, so wird auf ihn dieselbe Kraft ausgeübt. Sind beide endweise mit einander verbunden, so kann also kein Strom entstehen. Ein stärkerer oder schwächerer Strom in zwei verschiedenen Dräthen rührt nur von einer verschiedenen Leitungsfähigkeit, nicht von einer verschiedenen Erregungsfähigkeit her.

3) Bewegen sich alle Theile einer Metallmasse oder eines Drathes bezüglich zu einem Magnetpol mit derselben Winkelgeschwindigkeit und durch magnetische Curven von constanter Intensität, so werden keine Ströme erregt. Dieses kann bei Massen, die dem Erdmagnetismus unterworfen werden, leicht beobachtet, auch an kleineren Magneten leicht erwiesen werden; bei einer einfachen Rotation der letzteren wird kein Strom in ihnen hervorgerufen.

4) Ströme werden nur erregt, wenn ein Theil des Drathes oder Metalles die magnetischen Curven schneidet, während der andere ruhend bleibt. Alle mit dem Galvanometer erhaltene Resultate sind von dieser Art, da das galvanometrische Ende der stillstehende Theil ist.

5) Wird ein Magnet dem Metall nicht geradezu genähert oder von ihm entfernt, sondern seitlich bewegt, dann gehört der Fall zu der letzteren Kategorie.

6) Werden verschiedene Theile in entgegengesetzter Richtung senkrecht gegen die magnetischen Curven bewegt, dann ist der Effect ein Maximum für gleiche Geschwindigkeit.

7) Alles dieses sind in der That nur Variationen einer einfachen Bedingung, nämlich dass sämmtliche Theile der Masse sich nicht in gleicher Richtung gegen die Curven und mit gleicher Winkelgeschwindigkeit bewegen.

---

[1] Lenz. *Pogg. Ann. 31, 483 (1834). — Vortrag vor der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften zu St. Petersburg vom 29. Nov. 1833.
[2] Faraday. *Experimental researches in electricity.* Series I. — *Philos. Transact. for 1832.* I. p. 125. — Daraus u. a. in *Pogg. Ann. 25, 91 (1832). — Die erste gedruckte Mittheilung in *le Temps* vom 28. Dec. 1831 durch Hachette nach einem Briefe vom 17. Dec.
[3] Nobili. *Antologia di Firenze.* N. 142 (1832). — Daraus in *Pogg. Ann. 27, 401 (1833).
[4] Faraday. *Experimental researches in electricity.* Series II. — *Philos. Transact. f. 1832.* p. 153. — Daraus u. a. in *Pogg. Ann. 25, 142 (1832). — Vorgetragen vor der Roy. Soc. am 12. Jan. 1832 u. datirt vom 21. Dec. 1831.
[5] Becquerel et Ampère. *Ann. de chim. et de phys.* Dec. 1831. Daraus in *Pogg. Ann. 24, 612 (1832).
[6] Nobili und Antinori. *Pogg. Ann. 24, 473 (1832). — Aus *Antologia Fiorentina.* N. 131. — *Ann. de chim. et de phys.* 48, 412.
[7] Nobili ed Antinori. **Antologia Fiorentina.* Vol. 46. N. 138. p. 138. (Giunio 1832. Dal Museo Firenze li 10 Luglio 1832.)
[8] Pohl. *Pogg. Ann. 24, 489 (1832: Berlin, 16. April 1832).
[9] P. Erman. *Abhandlungen der berliner Akademie für 1832. Bd. 1. S. 47. (Gelesen 25. Oct. 1832.)
[10] Pixii. Vergleiche *Dove's Rep. d. Phys. 1, 308.
[11] Hachette. **Ann. de chim. et de phys.* 51, 72 (1832). *Lu à l'Academie de Paris le 8 Oct. 1832.* — *Pogg. Ann. 27, 294 (1833).
[12] Botto. **Philos. Mag.* [3.] 1, 441 (Dec. 1832, dat. Turin, Oct. 12. 1832).
[13] Saxton. *Pogg. Ann. 39, 401 (1836).
[14] Dove. *Pogg. Ann. 29, 461 (1833).
[15] Abria. **Ann. de chim. et de phys.* [3.] 3, 5 (1841).
[16] Faraday. **Arch. des scc. ph. et nat.* [4.] 25, 267 (Mars 1854). — *Philos. Mag.* [4.] 7, 265—268. — Cosmos. 4, 397. — *Inst.* 1854. p. 131. — **Ann. de chim. et de phys.* 41, 196. — *Pogg. Ann. 92, 299. — Verhandlungen der schweizer naturforschenden Gesellschaft. 1854. p. 92.
[17] Weber. *Gauss und Weber Resultate für 1839. S. 63. — *Pogg. Ann. 52, 353 (1841).
[18] Plücker. *Pogg. Ann. 87, 352 (1852).
[19] Ritchie. *Pogg. Ann. 31, 203 (1834). — Aus *Philos. Mag.* [3.] Bd. 4.
[20] Faraday. *Exper. Res.* Ser. II. N. 256 ff.

§. 35. Zurückführung des Rotationsmagnetismus auf Induction.

Die Erscheinungen des Rotationsmagnetismus standen so lange isolirt, bis durch Entdeckung der Induction die Brücke gefunden war, welche sie mit dem festen Boden des wissenschaftlich Begründeten in Verbindung setzte. Faraday zögerte nicht, gleich bei der ersten Veröffentlichung seiner Entdeckung den Rotationsmagnetismus als eine Erscheinung der Magnetoinduction zu erklären. In Wahrheit sind bei jenen Versuchen alle Bedingungen zur Erregung von Inductionsströmen vorhanden. Eine meist scheibenförmige Masse eines guten Leiters wird unter einem Magneten in Bewegung versetzt; dabei nähern sich die einzelnen Theilchen im Wechsel den Magnetpolen an oder entfernen sich von denselben und erhalten somit stets eine Disposition zur Erregung von Strömen. Diese Ströme können aber auch zu Stande kommen, da sie in dem

ausgedehnten Leiter Raum zur Ausgleichung finden. Um die Vorstellungen zu fixiren, mag der grösste Kreis auf *Fig. 228* den Umfang einer Kupferscheibe darstellen, welche durch gewöhnliche Mittel um ihr Centrum in dem durch den Pfeil *r* angedeuteten Sinne in Rotation versetzt werde. Befinden sich über derselben der Nord- und Südpol *N* und *S* eines Magneten, so werden unter so bewandten Umständen die Theilchen der Scheibe auf der Seite *o* dem Nordpol angenähert und vom Südpol entfernt, während umgekehrt die Theilchen auf der Seite *w* dem Südpol angenähert und vom Nordpol entfernt werden. Bei Annäherung eines Leiters an einen Magnetpol werden aber Ströme von solcher Richtung inducirt, dass, wenn ein Leiter von ihnen ursprünglich durchflossen würde, sich derselbe nach elektromagnetischen Gesetzen von dem Magnetpol entfernen müsste. Im vorliegenden Falle werden also durch *N* und *S* Ströme inducirt, welche die Richtung der auf den Durchmesser *ns* der Scheibe gezeichneten ungefiederten Pfeile haben. Die in nächster Nähe der Magnetpole erregten Ströme benutzen die abseits von denselben liegenden Gegenden *o* und *w* der Scheibe zu ihrer Ausgleichung, und so entstehen zwei geschlossene Stromsysteme *nswn* und *nson*, von denen das erstere die Richtung der Bewegung eines Uhrzeigers verfolgt, also wie ein Südpol wirkt, während das letztere als von entgegengesetzter Richtung sich wie ein Nordpol verhält. Ist nun der Magnet über der Scheibe beweglich aufgehangen, so wird er jenen Erörterungen gemäss der Scheibe — versteht sich, mit geringerer Geschwindigkeit — folgen, denn die Südregion *nswn* zieht den Nordpol *N* an und stösst den Südpol *S* zurück, während die Nordregion *nson*, diese Bewegungsantriebe unterstützend, *N* abstösst und *S* anzieht. Was das umgekehrte Phänomen betrifft, nämlich die dämpfende Wirkung einer ruhenden Metallmasse auf eine in deren Nachbarschaft schwingende Magnetnadel, so ergiebt sich dessen Erklärung aus dem Vorigen ohne Weiteres.

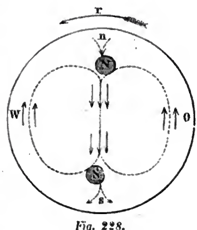


Fig. 228.

Ausser der bisher erörterten Rückwirkung der rotirenden Scheibe auf einen drehbar über ihr aufgehangenen Magneten, die ihn zu einer Bewegung im Sinne des Scheibenumfanges veranlasst, wirkt aber bekanntlich die Scheibe auch noch abstossend auf einen senkrecht zu ihrer Ebene beweglichen, und in eigenthümlicher Weise abstossend oder anziehend auf einen parallel zu einem Halbmesser beweglichen Magneten. Um die senkrecht zur Ebene stehende Wirkung zu erklären, muss man bedenken, dass eine gewisse Zeit vergeht, bis die Ströme auf der Scheibe inducirt werden und sich in ihren geschlossenen Bahnen ausgleichen. Während dieser Zeit bewegt sich aber die Scheibe durch einen merklichen Bogen, sodass die geschlossenen Stromcurven nicht zu dem durch die Magnetpole markirten Durchmesser *NS* symmetrisch liegen, sondern zu einem Durchmesser *ns*, welcher, wie die Zeichnung es andeutet, im Sinne der Rotationsrichtung etwas nach vorn verschoben ist. Hierdurch kommt aber der Nordpol des Magneten *N* mehr über die Nordregion und der Südpol *S* mehr über die Südregion der Strombahnen zu liegen, woraus nothwendig folgt, dass

beide, ausser der früher betrachteten, noch eine abstossende Einwirkung erfahren, welche senkrecht zur Ebene der Scheibe gerichtet ist.

Denken wir uns nun behufs der Erklärung des dritten Antheiles der Gesammtwirkung, einen Magneten mit seiner Axe senkrecht zu einer recht grossen rotirenden Metallscheibe aufgestellt, so zwar, dass der der Scheibe zugewandte Pol blos in der Richtung des Halbmessers derselben sich bewegen kann. Ein solcher einzelner Magnetpol wird nun voraussichtlich ähnliche geschlossene Stromsysteme vor und hinter sich erzeugen, wie die sind, welche als von zwei Polen inducirt, die vorige Figur darstellt. Und steht dieser Magnetpol genügend weit von der Mitte und vom Rande der Scheibe ab, so ist kein Grund vorhanden, warum die Stromsysteme nicht symmetrisch gegen denjenigen Kreis der Scheibe gruppirt sein sollten, über welchem der Magnet bei der Rotation steht. Ist aber dieses der Fall, so liegt abermals kein Grund vor, warum der Magnet durch die Ströme vorzugsweise nach dem Mittelpunkt oder nach dem Rande der Scheibe gezogen werden sollte, vielmehr wird er die senkrechte Stellung behalten. Bringt man aber den Magnetpol nahe an den Rand, so fehlt den inducirten Strömen nach dieser Richtung der Raum, sich auszugleichen, während sie denselben vorzugsweise nach der Mitte der Scheibe hin finden. Demgemäss werden aber die Wirkungsmittelpunkte der Stromcurven nach dem Centrum der Scheibe verrückt. Da der Pol aber vorzugsweise über dem ihm feindlichen Stromsystem steht, so wird er infolge beider Gründe vom Centrum der Scheibe abgestossen. Steht endlich der Pol sehr nahe am Centrum, so verbreiten sich umgekehrt die von ihm inducirten Ströme vorzugsweise über den nach der Peripherie hin liegenden Raum und somit wird der Pol von ihnen nach dem Centrum der Scheibe hin gestossen.

In §. 33 wurde ferner mitgetheilt, dass eine um eine horizontale Axe gedrehte Metallkugel auf eine entgegengehaltene Magnetnadel wirke, als ob an den Durchschnittsstellen ihres Aequators mit dem Horizont zwei Magnetpole entstanden seien, deren Natur von dem Sinn der Drehung abhänge. Diese Erscheinung ist insofern von Bedeutung, als sie nachweist, dass der Erdmagnetismus in der rotirenden Kugel Ströme hervorruft, die sich ganz wie die durch künstliche Magnete inducirten verhalten.

Allerdings sind die hier mitgetheilten Ansichten vom Wesen des Rotationsmagnetismus nicht ohne Einwände geblieben, doch sind die Entgegnungen nicht triftig genug, um eine wesentliche Umgestaltung der Theorie nothwendig zu machen. Ja, es möchte sogar scheinen, als ob die ältere Theorie einer magnetischen Erregung der Materie gleichzeitig mit der neuern der Inductionsströme herangezogen werden müsse, um den Rotationsmagnetismus vollständig, und namentlich auch dann zu erklären, wenn sogar Nichtleiter für Elektricität eine Wirkung auf benachbarte Magnete ausüben.

Die erste Beobachtung Arago's, welche zu den vielfältigen Untersuchungen des Rotationsmagnetismus Anlass gab, wurde später mit Erfolg bei magnetometrischen Bestimmungen in Anwendung gebracht, um mit einem, Dämpfer genannten Apparat unzeitige Schwingungsbewegungen der Magnetometerstäbe möglichst rasch zu vernichten. Der Dämpfer besteht einfach aus einem Rahmen

von starkem Kupfer, welcher das Magnetometer in geringem Abstand umgiebt. Bei absoluten Declinationsbestimmungen ist es allerdings misslich, einen Dämpfer anzuwenden, denn es ist schon durch die gewöhnlichsten Galvanometerbeobachtungen geläufig geworden, dass das käufliche Kupfer wegen seines Eisengehaltes die Magnetnadeln ablenkt. — Insofern endlich eine Untersuchung der Inductionswirkung des Erdmagnetismus auf bewegte Metallmassen durch die Erklärungen des Rotationsmagnetismus veranlasst wurde, gehört hierher noch eine andere Anwendung der Induction zur Messung der magnetischen Neigung, wie sie durch das Inductionsinclinatorium bewirkt werden kann. Wegen einer Beschreibung desselben, mag auf den hierhergehörigen Paragraphenanhang verwiesen werden.

I. Faraday [1] brachte sofort nach der ersten Entdeckung der Induction dieselbe mit den Erscheinungen des Rotationsmagnetismus in Beziehung. Er wies nach, dass, wenn eine Metallscheibe sich in der Nachbarschaft eines Magneten bewegt, stets Inductionsströme entstehen, welche die Entdeckung Arago's und Anderer weit befriedigender erklären, als die Annahme einer durch die Rotation entstehenden magnetischen Vertheilung in unmagnetischen Substanzen. Eine aus dem vorigen Paragraphen N. III. zu entnehmende allgemeine Regel mag für die folgenden Nachweise als Richtschnur dienen: Wird nämlich ein Drath vor einem Magnetpol bewegt, so wird in ihm ein Strom von solcher Richtung inducirt, dass ein gleichgerichteter unmittelbar im Drathe erregter Strom unter Einfluss desselben Magnetpoles dem Drathe die entgegengesetzte Bewegung ertheilen würde. Der Inductionsstrom steht also unter gewöhnlichen Umständen stets senkrecht auf der Bewegungsrichtung.

Faraday bedient sich nun beim Nachweis der durch Magnetismus in der rotirenden Scheibe inducirten Ströme des in *Fig. 229* veranschaulichten Apparates. Es sind N und S der Nord- und der Südpol eines mächtigen magnetischen Magazines. Auf denselben wurden die Eisenstangen n und s derart befestigt, dass die einander zugewandten Enden noch $^1/_2$ Zoll von einander abstanden. Der hier concentrirte Magnetismus wirkte auf eine an horizontaler Messingwelle drehbare Kupferscheibe r, deren Peripherie sich zwischen den Polanhängen bewegte. Der Rand der Scheibe war amalgamirt und auf demselben wurde vorläufig zwischen beiden Polen ein mit dem einen Ende eines Galvanometerdrathes in Verbindung stehender Metallstift schleifend aufgedrückt, während eine Verlängerung des andern Drathendes um die Axe der Scheibe geschlungen war. Wurde nun die Scheibe in Drehung versetzt, so entstand stets eine Ablenkung der Galvanometernadel, die um so stärker war, je rascher die Scheibe gedreht wurde. Die Stromesrichtung stimmte überein mit der vorstehenden Regel, wenn man den jedesmal zwischen den beiden Ueberleitern befindlichen Halbmesser der Scheibe als den inducirten Drath betrachtet. Rotirte nämlich die von dem Nordpol n her gesehene Scheibe in der Richtung der Bewegung eines Uhrzeigers, so bewegte sich der Strom von der Axe der Scheibe nach deren Umfange, ging also im Galvanometer vom Umfang nach der Axe. Stand der Nordpol allein vor der Scheibe, so bewirkte er bei der angenommenen Rotationsrichtung einen gleichen Strom wie der Südpol hinter der Scheibe. Eine Verwechselung der Pole jedoch oder eine Umkehr der Drehungsrichtung bewirkte auch eine Umkehr der Stromesrichtung. Berührte der zum Galvanometer überleitende Stift den Um-

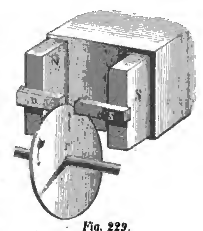


Fig. 229.

fang der Scheibe nicht zwischen den beiden Polanhängen *n* und *s*, sondern wurde die Berührungsstelle um 50° bis 60° nach vorn oder hinten verschoben, so behielt doch der Strom immer dieselbe Richtung bei, wenn auch seine Stärke mit der Entfernung von der ursprünglichen Berührungsstelle rasch abnahm. Auch änderten sich die Erscheinungen nicht wesentlich, wenn die Scheibe gehoben wurde, bis die Polanhänge unmittelber über ihrer Axe standen. — Waren beide Multiplicatorenden mit Ueberleitern versehen, welche gegen den Scheibenrand schleifend drückten, so konnte noch augenscheinlicher nachgewiesen werden, dass der zwischen den Polanhängen austretende Strom der stärkste war, denn es ging die Stromesrichtung in die entgegengesetzte über, je nachdem der vordere oder der hintere Stift zwischen den Anhängen, und der andere ausserhalb derselben aufgehalten wurde, es trat aber kein Strom auf, wenn beide Ueberleiter gleichweit auf entgegengesetzten Seiten von dieser Stelle grösster Wirkung abstanden [83—99]. Dreht sich endlich die Scheibe ohne Ueberleiter zwischen den Polen, so muss der zwischen ihnen inducirte radiale Strom über den minder inducirten seitlichen Theilen der Scheibe abwärts fliessen und daselbst geschlossene Wirbel bilden, die in entgegengesetztem Sinne sich symmetrisch zu den Projectionen der Pole auf die Scheibe gruppiren.

Wie im Kupfer, so wurden in allerhand Metallen, sogar in dichter Kohle Inductionsströme nachgewiesen, wenn sie zwischen den Polen eines Magneten rotirten. In Salzlösungen und Säuren, die in kreisrunden Schalen oder geschlossenen Röhren zwischen Magnetpolen rotirten, konnte jedoch FARADAY erst bei spätern Nachforschungen [vergl. §. 34, N. V.] Inductionsströme nachweisen [132].

Eine Modification des vorigen Versuches ging dahin, dass ein Kupferstreifen *pq* der *Fig. 230* in der Richtung des bei *q* stehenden Pfeiles zwischen zwei Magnetpolen *n* und *s* (oder den gleichbezeichneten Polansätzen der vorigen Figur) seiner Länge nach hindurchgezogen wurde, während zwei mit den Enden eines Galvanometers in Verbindung stehende Stifte *a* und *b* an die den Polen nächsten Stellen der Streifenrände schleifend angedrückt wurden. Das Galvanometer wies einen Strom nach, der in Streifen, entsprechend dem vorigen Versuch von unten nach oben ging.

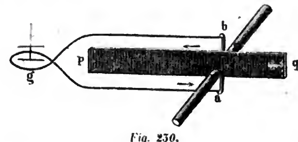


Fig. 230.

Wie zu erwarten war, änderte sich die Stromesrichtung mit der Bewegungsrichtung des Streifens oder mit einer Verwechselung der Pole. — Wurde ferner einer der Stifte *b* oder *a* an der Stelle *p* angesetzt, während der andere an seinem Orte verblieb, so war der Strom zwar schwächer, behielt jedoch dieselbe Richtung, als ob beide Stifte an ihrer vorigen Stelle geblieben wären. Wurden aber beide Stifte in *p* und *q* angesetzt, so resultirte bei der früheren Bewegungsrichtung des Streifens kein Strom, wohl aber trat ein solcher wieder hervor bei einer transversalen Bewegung des Streifens (nach der Richtung *ab*), und zwar ganz nach den im Vorstehenden gepflogenen Nachweisen. — Wurden statt der bisher angewandten permanenten Magnete analog wirkende galvanische Spiralen oder Elektromagnete substituirt, so änderte sich nichts in der Qualität der entstehenden Ströme [101—108]. — Was die Richtung der Inductionsströme betrifft, sobald die permanenten Magneten *n* und *s* durch entsprechende elektrodynamische Cylinder vertauscht werden, so dürfte es den Anschein haben, als ob die den jetzigen Erörterungen an die Spitze gestellte allgemeine Regel nicht in Einklang stünde mit der im vorigen Paragraphen unter N. III. aufgestellten. Dagegen ist aber dasselbe zu erwähnen, was schon §. 31, N. IV. in Bezug auf die reciproken elektromagnetischen Erscheinungen gesagt wurde, dass nämlich, wenn die Spiralen mit ihren Enden dem bewegten Leiter gegenüberstehen, die hohlen Seiten der entfernten Spiralwindungen

eine überwiegende Wirkung ausüben über die convexen Seiten der näheren Windungen.

Hiernach erklären sich nun die Erscheinungen des Rotationsmagnetismus ohne Schwierigkeit. Man denke sich nämlich einen der beiden inducirenden Magnetpole der *Fig. 229*, etwa den Pol *n* parallel zur Ebene der Scheibe beweglich, und verfolge die Rückwirkung des von ihm inducirten Stromes nach der bekannten AMPÈRE'schen Regel, so wird man finden, dass der Pol nach derselben Richtung in Bewegung versetzt wird, nach welcher die Scheibe sich dreht. Die Bewegung des Poles ist aber langsamer als die der Scheibe, damit immer wieder unter seinem Einfluss ein Strom inducirt werden kann.

Es leuchtet hieraus ein, dass eine Unterbrechung der Continuität der Scheibe durch radiale Einschnitte eine beträchtliche Kraftverminderung hervorbringen müsse, denn da auf diese Weise ein seitliches Abfliessen der Ströme behindert wird, wird auch das Zustandekommen derselben erschwert. — Eine noch grössere Kraftverminderung tritt aber ein, wie auch CHRISTIE's [2] Versuche bestätigen, wenn man von einer Kupferscheibe den äussersten Ring im Betrag von $1/_5$ bis $1/_6$ des Durchmessers absägt und dann mit Zwischenlegung von einem Papierstreifchen wieder aufsetzt. Stellt man hiermit den ARAGO'schen Versuch derart an, dass der Magnetpol stets der Trennungsstelle gegenüber bleibt, so wird die Rotationskraft auffallend vermindert. Wäre eine magnetische Vertheilung die nächste Ursache, dann könnte eine so beträchtliche Verminderung nicht statt haben. — Dass ferner die Kraft des Rotationsmagnetismus nicht der magnetischen Vertheilungsfähigkeit, sondern dem elektrischen Leitungsvermögen der Metalle parallel geht, stützt ebenfalls FARADAY's Erklärung [127]. — ARAGO und Andere fanden aber auch für Nichtleiter einen Einfluss auf eine bewegte benachbarte Magnetnadel. . Hierauf lässt sich jedoch eine Erklärung blos durch Inductionsströme nur gezwungen anwenden [130].

Ein entscheidender Versuch für die Erklärung durch Induction und gegen die Erklärung durch magnetische Vertheilung ist noch folgender: Zwei Magnetstäbe *ns* und *ab* in *Fig. 231* werden übereinander so an einem Seidenfaden aufgehangen, dass sich beide nur gleichzeitig bewegen können. Eine horizontale Kupferscheibe wird durch die gewöhnlichen Mittel in Drehung versetzt, während ihr Rand sich stets zwischen beiden Magneten befindet. Würde nun eine magnetische Vertheilung in der Scheibe der Grund des Rotationsmagnetismus sein, so müsste das Nadelsystem am leichtesten der Scheibe folgen, wenn beide gleichnamigen Pole übereinander liegen, und am wenigsten, wenn beide Magnete entgegengesetzte Richtung haben. Da aber das System umgekehrt im ersten Falle gar nicht folgt, im letzten aber mit dem Maximum der Kraft, so kann der Grund nur in der Erregung von Inductionsströmen gesucht werden [244—248] [3].

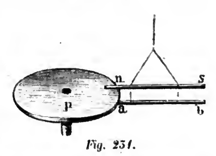


Fig. 231.

Den letzten Versuch vervollständigte FARADAY dahin, dass er ihn auf die von STURGEON vorgeschlagene Art den Rotationsmagnetismus zu messen übertrug (vergleiche §. 33, N. IV.). Die Ergebnisse für zwei Scheiben von Kupfer und Eisen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Dieselbe enthält unter den verschiedenen Bedingungen der Ueberschriften die Schwingungszahlen für immer dieselbe Elongationsabnahme der schwingenden Scheiben.

	Ohne Magnet.	Ein Pol auf einer Seite der Scheibe.	Ungleichnamige Pole einander gegenüber.	Gleichnamige Pole einander gegenüber.	Holzstäbe statt der Magnete.
Kupfer	60	60	15	50	52
Eisen	32	{ 11 { 5	22	2	—

Aus diesen Versuchen leuchtet aber der Unterschied zwischen der unmittelbaren magnetischen und der Inductionswirkung ein. Bei dem magnetischen Eisen heben nämlich entgegengesetzte Pole an entgegengesetzten Seiten der Scheibe ihre Wirkung fast auf, wogegen gleichnamige Pole sich unterstützen, während bei dem unmagnetischen gutleitenden Kupfer das umgekehrte stattfindet.

II. Eine andere Erklärung musste für die §. 33, N. II., mitgetheilten Versuche Barlow's eintreten, indem Qualität und Quantität der Nadelablenkung nicht znr Genüge aus dem Früheren hergeleitet werden können. Diese Erklärung ergab sich durch die Untersuchungen der Inductionswirkung des Erdmagnetismus auf rotirende Körper, welche Faraday ebenfalls vornahm. Zuvörderst wurde eine Kupferscheibe in horizontaler Ebene gedreht und durch Ueberleiter ihr amalgamirter Rand und ihre Axe mit einem Multiplicator in Verbindung gesetzt. Drehte sich die Scheibe wie ein nach oben gekehrter Uhrzeiger, so konnte ein von der Axe nach dem Umfang gehender Strom wahrgenommen werden. Bei umgekehrter Drehungsrichtung wurde auch die Stromesrichtung die entgegengesetzte. Wurde nun die Scheibe in einer senkrecht zur Neigungsnadel stehenden Ebene gedreht, so war der Strom am stärksten, bei einer Drehung dagegen in einer zur Neigungsnadel parallelen Ebene sank der Strom so sehr auf ein Minimum herab, dass er durch diese Mittel nicht dargethan werden konnte. Einen Nachweis desselben gab jedoch später Nobili [7], sowie auch die sogleich zu besprechende Wiederholung des barlow'schen Versuches die Existenz dieser Ströme unzweifelhaft macht. Was die Abmessungen der rotirenden Scheibe betrifft, so hat eine Kupferscheibe von $^3/_4$ Zoll Durchmesser und $^1/_5$ Zoll Dicke noch einen merklichen Strom gegeben, wenn sie in einer Quecksilberfläche rotirte, die mit einem metallnen Rande zur Ueberleitung des Stromes umgeben war [150—155].

Nach diesen Voruntersuchungen wiederholte Faraday die Versuche Barlow's. Eine hohle Messingkugel von 4 Zoll Durchmesser wurde an einen Drath gesteckt und durch denselben mit der Hand gedreht. In der Nachbarschaft war eine aus zwei Nähnadeln und einem langen Strohhalm gefertigte gewöhnliche astatische Magnetnadel unter einer Glasglocke aufgehangen. Stand nun das Nadelpaar östlich von der Kugel und zwar die oberste in der Ebene des Mittelpunktes der Kugel und war die Rotationsaxe der letzteren gleichzeitig im magnetischen Meridian und senkrecht zur Neigungsnadel orientirt, so wurde, wenn die obersten Kugeltheilchen von Ost nach West rotirten, das Nordende der Nadel abgestossen. Auf der Westseite dagegen wurde das Nordende der Nadel bei gleicher Drehungsrichtung angezogen *.

* In der deutschen Uebersetzung (Poggendorff's Annalen 25, S. 150) hat sich in N. 164 bei Erörterung dieses Verhaltens ein Irrthum eingeschlichen. Nach der französischen Uebersetzung (*Annales de chimie et de physique* 50, S. 122) muss es nämlich heissen: „Rotirte die Kugel von Ost aufwärts nach West, so ging der gezeichnete Pol ostwärts; wenn die Kugel aber im entgegengesetzten Sinne rotirte, dann ging der gezeichnete Pol westwärts, oder nach der Kugel hin.“ Indem in der ersten Version die gesperrt gedruckten Worte ausgelassen sind, tritt dort gerade der umgekehrte Sinn hervor.

Auf *Fig.* 252 ist dieses Verhalten dargestellt. Es bedeuten die Buchstaben *OSWN* die Anfangsbuchstaben der Himmelsrichtungen, der gefiederte Pfeil die Drehungsrichtung auf dem Aequator der Kugel und die ungefiederten Pfeile die Magnetnadel. Um sich diese Ablenkungen zu erklären, braucht man nur den obern Theil der Kugel als einen Drath zu betrachten, der sich von *O* nach *W* über den ungezeichneten (Südmagnetismus enthaltenden) Pol der Erde hinwegbewegt, und man wird nach der obigen allgemeinen Anschauung finden, dass dann ein Strom in der Richtung von *N* nach *S* inducirt wird. Sieht man ebenso den untern Theil als einen Drath an, der von *W* nach *O* bewegt wird, so muss der in ihm inducirte Strom von *S* nach *N* gehen. Ein so entstandener geschlossener Strom umgiebt aber die Kugel im Sinne der Bewegung eines Uhrzeigers mit nach *W* gekehrtem Zifferblatt, und somit verhält sich diese letztere Seite wie ein Südpol, der den Nordpol einer entgegengehaltenen Nadel anzieht, wogegen sich die Ostseite wie ein Nordpol verhält und den Nordpol der Nadel abstösst. Die Eisenkugel in Barlow's Versuch wirkte aber gerade so, wie hier die Messingkugel. — Auch bei beträchtlicher Neigung der Rotationsaxe war noch eine Ablenkung der Magnetnadel wahrnehmbar. Erst wenn die Rotationsaxe mit der Richtung der Inclinationsnadel zusammenfiel, hörten die Wirkungen auf, und die Kugel wirkte analog der Scheibe im ersten Versuch. — Faraday fügt hinzu: „die Elektricität der einen Art wird man an ihrem Aequator, die der andern Art an ihren Polen sammeln können", sagt jedoch keineswegs, dass er diesen Versuch wirklich angestellt habe [160—167].

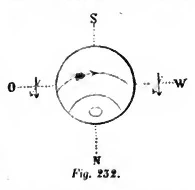


Fig. 252.

Um die hier zur Sprache kommende Wirkung des Erdmagnetismus noch einfacher nachzuweisen, wurde, wie schon oben angedeutet, ein 8 Fuss langer Drath zu einem Rechteck gebogen und mit seinen Enden durch ein Galvanometer geschlossen. Wurde nun der Drath um eine seiner Seiten bewegt, so geschah je nach der Richtung der Bewegung seiner obern Seite gegen die magnetische Erdkraft ein Ausschlag am Galvanometer, der sich nach der soeben gegebenen Erörterung stets voraussagen liess [170—179, auch schon 137].

An diese Nachweise der Ursachen des Rotationsmagnetismus knüpfen sich nun noch die folgenden Erörterungen. Die rotationsmagnetischen Versuche lassen es nämlich unentschieden, ob die einzelnen Leiter um deswillen mehr oder weniger kräftig auf die Nadel wirken, weil sie unter sonst gleichen Umständen eine verschiedene elektromotorische Kraft haben, oder ob dieses daher rührt, dass sie einen verschiedenen Widerstand bei derselben elektromotorischen Kraft dem Inductionsstrom entgegensetzen. Fände nun das erstere Verhalten statt, dann glaubte Faraday durch Dräthe von verschiedenen Metallen, wenn sie von Süd nach Nord aufgespannt sich mit der Erde um deren Axe und unter dem gleichzeitigen Einfluss des Erdmagnetismus drehen, auch dann Ströme zu gewinnen, wenn er sie widersinnig mit einander verknüpfte. Um das zu prüfen, spannte er einen Kupferdrath und einen Eisendrath jeden von 120 Fuss Länge neben einander auf, verband ihre Nordenden unmittelbar und die Südenden durch einen Multiplicator: erhielt aber keinen Ausschlag. Daraus schloss er, dass nicht wegen Verschiedenheit der elektromotorischen Kraft, sondern nur wegen Verschiedenheit in der Leitungsfähigkeit der Substanzen die rotationsmagnetischen Versuche verschieden ausfallen. Doch dürfte dem entgegengestellt werden, dass nur dann überhaupt ein Inductionstrom zu erwarten ist, wenn die zu inducirenden Massentheilchen ihre Lage gegen den inducirenden Magneten ändern, was hier nicht zutrifft [183]. — Es war daher eine Wiederholung dieser Versuche unter Anwendung kräftiger Stahlmagneten statt des Erdmagnetismus erwünscht. Namentlich wurden zwei verschiedene Metalle oder ein Metall

und eine Flüssigkeit mit einander combinirt und in ganz gleicher Weise dem Einfluss eines Magneten ausgesetzt, doch so, dass der zu inducirende Strom in beiden Substanzen entgegengesetzte Richtung haben musste. Wäre nun ein Unterschied in der Erregungsfähigkeit vorhanden gewesen, so hätte ein eingeschaltenes Galvanometer einen Strom nachweisen müssen. Das war aber nicht der Fall und somit rührte das Mehr oder Minder der durch die einzelnen Substanzen erzielten Ströme blos von einem Unterschied im Leitungsvermögen her [193—211].

Der obige Einwand hat ebenfalls keine Gültigkeit, wenn das durch die Fluth unabhängig von der täglichen Drehung der Erde in der Ostwestrichtung bewegte Themsewasser benutzt wurde, um zu erforschen, ob es im Stande sei durch Einfluss des Erdmagnetismus Inductionströme zu entwickeln. Ein mit einem Galvanometer in Verbindung stehender über die Themse reichender und auf beiden Seiten in deren Wasser tauchender Kupferdrath wies jedoch keinen Strom so entschieden nach, dass derselbe nicht durch allerhand störende Ursachen verdeckt worden wäre [190].

Dahingegen dürfte der soeben motivirte Einwand massgebend sein bei Beantwortung der Frage, ob die magnetische Erde an sich infolge ihrer täglichen Axendrehung freie negative Elektricität an dem Aequator und freie positive an beiden Polen ausschiede? Muss dieses auch in Abrede gestellt werden, so ist es da gegen nicht unwahrscheinlich, dass das Nord- und Südlicht einer Inductionswirkung der magnetischen Erdkraft auf die hinter der täglichen Rotation zurückbleibenden polaren oder derselben voraneilenden äquatorialen Luftströme zu danken sei [182 und 192]. Haben doch Arago und Andere nachgewiesen, dass auch die schlechtesten Elektricitätsleiter nicht ohne Einwirkung auf die schwingende Magnetnadel sind [§. 33. N. V. und VII.].

III. Nach den in den vorigen beiden Nummern mitgetheilten allgemeinen Zurückführungen des Rotationsmagnetismus auf die Principien der Magnetoinduction und des Elektromagnetismus versuchten Nobili und Antinori [4 und 5] speciellere Nachweise zu geben. Infolge dessen reclamirte Faraday [6] in einem Briefe an Gay-Lussac seine Prioritätsrechte und verlieh gleichzeitig einigen Erörterungen präcisere Deutung, ohne jedoch wesentliche Aenderungen in die allgemeinen Anschauungen zu bringen. Bald darauf veröffentlichte Nobili [7] allein eine Uebertragung der frühern Untersuchungen auf die analoge Induction einer bewegten Metallmasse durch einen elektrodynamischen Cylinder. Hierzu kommt noch eine Untersuchung von Sturgeon [8], welche auf andern Wegen zu denselben Ergebnissen führt. Der Inhalt aller dieser Abhandlungen mag im Folgenden zusammengestellt werden.

Faraday hatte, wie schon zu Eingang von N. I. mitgetheilt wurde, durch Prüfungsdräthe nachgewiesen, und Nobili und Antinori fanden es bestätigt, dass, wenn eine Metallscheibe sich unter einem excentrisch zu ihr stehenden Magnetpol dreht, Ströme auf derselben entstehen, welche im Allgemeinen die Richtung der durch die Projection des Poles gehenden Radien haben. Fehlen nun die Ueberleiter, so gleichen sich diese Ströme zu beiden Seiten des Poles über der Scheibe hinweg aus. Bedeutet z. B. der Kreis zum Mittelpunkt c in *Fig. 253* die im Sinne des Pfeiles r rotirende Scheibe und ist N die Projection eines über ihr befindlichen Nordpoles, dann lassen sich durch die Ueberleiter Ströme in der Richtung des Pfeiles f nachweisen, und diese gleichen sich auf der Scheibe in geschlossenen Curven aus ungefähr wie die zu den Mittelpunkten s und n gezeichneten. Wie schon die Buchstaben andeuten, repräsentiren aber beide Curven im vorliegenden Falle Süd- und Nordpole, denn die um

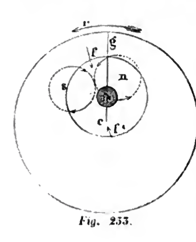


Fig. 253.

s gezeichneten Ströme laufen im Sinne der Bewegung eines Uhrzeigers, die um *n* gezeichneten im entgegengesetzten um ihren Mittelpunkt. Wäre der erregende Pol ein Südpol, oder wäre die Rotationsrichtung der Scheibe die entgegengesetzte, dann würde auch die Richtung der Ströme die umgekehrte sein. Allgemein lassen sich die Erscheinungen dahin zusammenzufassen: In dem sich dem inducirenden Pol annähernden Theil der Scheibe entwickelt sich ein System von Strömen, welches dem Pole feindlich ist, und in dem sich von dem inducirenden Pole entfernenden Theil entwickelt sich ein Stromsystem, welches demselben befreundet ist.

Sturgeon kam zu denselben Ergebnissen, indem er eine horizontale Kupferscheibe unter Einfluss eines kräftigen dieselbe mit seinen Polen umfassenden Hufeisenmagneten rotiren liess, und eine kleine Kompassnadel über der Scheibe aufstellte. War die Nadel bei ruhender Scheibe gegen den grossen Magneten compensirt, so erhielt sie sofort eine Ablenkung, sobald die Scheibe in Bewegung versetzt wurde. Aus der Richtung der Ablenkung konnten Schlüsse auf die Richtung der Inductionsströme gezogen werden. Wenn Sturgeon, wie Prideaux [9] darauf aufmerksam macht, grade die entgegengesetzte Stromesrichtung von der im Vorstehenden nachgewiesenen angiebt, so beruht dieses wohl auf einem leicht möglichen Versehen.

Aus der nähern Beschaffenheit der gefundenen Stromsysteme erklären sich nun die von Arago eingeführten drei zu einander rechtwinklichen Componenten der gesammten Wechselwirkung zwischen Scheibe und Magneten wie folgt:

a. Parallel zur Tangente an der Scheibe. Da der Nordpol *N* von der Region *s* angezogen und von der Region *n* abgestossen wird, so bewirkt die daraus hervorgehende und parallel zur Tangente am nächsten Punkte der Scheibe zerlegte Resultante einen Bewegungsantrieb des Poles in der Richtung der Rotation. Für einen magnetischen Südpol würden die Richtungen der Inductionsströme die umgekehrten sein, ihm vorauf würde also eine Stromcurve gehen, welche einen Nordpol, und ihm folgen eine Stromcurve, welche einen Südpol repräsentirt. Somit erhält aber auch der magnetische Südpol einen Bewegungsantrieb in der Richtung der Rotation der Scheibe.

b. Senkrecht zur Ebene der Scheibe. Faraday hat schon früher [125] die Meinung ausgesprochen, und wir werden sogleich sehen, wie sie sich durch die Versuche von Nobili und Antinori bestätigte, dass eine gewisse Zeit vergehe, bis die Theilchen des rotirenden Metalles den Zustand annehmen, den sie unter Einfluss des Magneten bekommen. Es fällt also der Halbmesser *fc* der Scheibe, zu welchem das Curvensystem symmetrisch liegt, nicht genau zusammen mit dem Halbmesser *gc*, welcher senkrecht unter der Mitte des Poles *N* liegt, sondern ist gegen denselben im Sinne der Drehung etwas nach vorn verrückt. Sonach befindet sich aber der Pol *N* mehr über dem System *n* als über dem System *s*, und wird folglich, wenn er sich nur senkrecht zur Ebene der Scheibe bewegen kann, abgestossen werden.

c. Parallel zum Halbmesser der Scheibe, auf welchen die Projection des Magnetpoles fällt. Wie früher Seite 343 auseinandergesetzt wurde, stellt sich eine in verticaler Ebene und parallel zu einem Halbmesser der unter ihr rotirenden Scheibe bewegliche Magnetnadel über dem Mittelpunkt, sowie in einem gewissen Abstande von demselben stets senkrecht zu deren Ebene, wie *ns* und $n''s''$ in *Fig. 211*, während zwischen diesen beiden Stellen der untere Pol nach der Mitte gezogen wird, wie $n's'$, dagegen aber in grösserer Entfernung bis zum Rande der Scheibe vom Mittelpunkte zurückweicht, wie $n'''s'''$. Zur Erklärung dieser Thatsache möge zuvörderst der einfachere Fall herangezogen werden, bei welchem sich ein Metallstreifen *abcd* der *Fig. 234* (Seite 384) von

solcher Breite, dass sich auf ihm die entstehenden Inductionsströme ungestört ausgleichen können, in der Richtung des Pfeiles r unter einem magnetischen Nordpol N hinwegbewegt. Unter diesen Umständen wird ein Strom von der Richtung des Pfeiles f inducirt, welcher bei weiterer Ausbreitung zu geschlossenen Strömen Veranlassung giebt, wie sie durch die Kreise um s und n angedeutet werden mögen. Die Berührungsstelle beider Curven wird nun nach dem Gesagten etwas vor N liegen müssen, beide Curven liegen aber symmetrisch gegen die Linie, auf welcher die Projection des Poles sich bewegt, wenn sich dieselbe nicht wesentlich dem einen oder andern Rande des Streifens annähert. Bewegt sich aber nicht ein Streifen unter dem Magnetpol, sondern rotirt eine Scheibe unter demselben, so kann dreierlei eintreten.

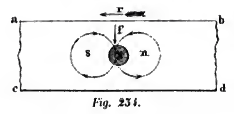


Fig. 234.

1) Es stehe der Magnetpol N in Fig. 233 (Seite 382) so nahe am Mittelpunkt der unter ihr rotirenden Scheibe, dass sein (durch die zu N concentrische Kreislinie dargestellter) Wirkungskreis auf der einen Seite den Rand der Scheibe nicht erreicht, auf der andern aber über den Mittelpunkt derselben hinausreicht. Unter diesen Bedingungen liegt die Berührungsstelle der beiden inducirten Stromcurven um s und n nicht allein in der Rotationsrichtung vor N, sondern sie liegt auch vom Mittelpunkt c weiter entfernt als N. Das letztere findet aus zwei Gründen statt. Zuvörderst wird von zwei Punkten, welche gleichweit von N abstehen, welche aber eine verschiedene Entfernung vom Drehungsmittelpunkt c haben, der entferntere wegen der grössern Rotationsgeschwindigkeit eine stärkere Stromerregung erfahren als der nähere. Zwischen N und c wird also die Stromerregung schwächer sein, als zwischen N und der Peripherie, weswegen die Ströme in der ersten Region früher umbiegen werden als in der letztern. Dazu kommt aber ferner, dass diejenigen Theilchen, welche sich noch im Wirkungskreis des Magneten befinden, aber jenseit von c liegen, wegen der entgegengesetzten Bewegungsrichtung auch eine entgegengesetzte Strominduction erfahren. Haben die Ströme der ersteren Theilchen die Richtung des Pfeiles f, so kommt den letzteren die Richtung des Pfeiles $f_{,}$ zu. Die letztere Ursache kann nun zwar keine Umkehr der bisher betrachteten Stromesrichtungen hervorbringen, wohl aber verzögert sie die Bewegung derselben auf der centralen Seite und wirkt sonach vereint mit der ersteren Ursache zu einer Verschiebung der Wirkungsmittelpunkte der Stromsysteme nach der Peripherie der Scheibe. Eine solche Verschiebung hat aber zur Folge, dass die abstossende Wirkung der Region n auf den Pol N nicht allein grösser ist, als die anziehende der Region s, sondern dass auch die Resultante aus beiden, auf den durch N gehenden Halbmesser gc projicirt, einen Bewegungsantrieb nach dem Mittelpunkt der Scheibe veranlasst.

2) Liegt ferner der Nordpol N, wie in Fig. 235, so nahe an dem Umfang der Scheibe, dass sein Wirkungskreis um das schraffirte Stück über die Scheibe hinausfällt, ohne auf der andern Seite über deren Mittelpunkt c hinüberzugreifen, dann liegt die Berührungsstelle der beiden um n und s gehenden Stromcurven dem Mittelpunkt näher als der Pol N. Jetzt ist nämlich das Geschwindigkeitsverhältniss zwischen zwei auf demselben Halbmesser der Scheibe befindlichen und gleichweit von N nach innen und aussen abstehenden Punkten nicht so bedeutend verschieden als im vorigen Falle. Dazu kommt noch, dass eine grössere Menge nach dem Centrum gelegener Theilchen von N inducirt wird, als diejenige ist, welche nach der Peripherie zu liegen: es

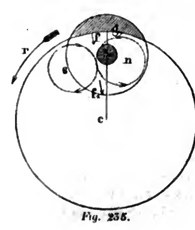


Fig. 235.

werden also nicht allein die beiden Stromtheile f und $f_{\prime}$ gleiche Richtung haben, sondern es wird $f_{\prime}$ sogar soweit im Vortheil sein können, dass auf dieser Seite die Strombewegung länger die Richtung nach dem Centrum verfolgt als bei f. Unter solchen Umständen überwiegt aber nicht allein die abstossende Wirkung der Region n wie früher über die anziehende der Region s, sondern es fällt auch jetzt die Projection der Resultante aus beiden auf den durch N gehenden Halbmesser gc in den peripherischen Antheil desselben, d. h. es wird der Pol N zu einer Bewegung nach dem Umfang der Scheibe veranlasst.

3) Zwischen den beiden, durch die *Figg.* 233 und 235 dargestellten Orten entgegengesetzter Antriebe muss sich endlich ein Abstand des Poles N von dem Mittelpunkt c finden, wo der erstere weder nach dem Umfang, noch nach dem Mittelpunkt getrieben wird, also seine ursprüngliche Lage behält.

Die Vertheilung der Inductionsströme auf der rotirenden Scheibe modificirt sich nun, wenn statt des bisher betrachteten einzelnen Poles, deren zwei von entgegengesetzter Natur auf dieselbe einwirken. Sei in *Fig.* 236 $oswn$ die im Sinne des Pfeiles bei r rotirende Scheibe und seien N und S die Projectionen der beiden über ihr befindlichen Pole, dann können vorzugsweise auf dem Durchmesser ns mittelst Prüfungsdräthen und Galvanometer Inductionsströme von der Richtung der beigesetzten Pfeile nachgewiesen werden. Diese ursprünglich inducirten Ströme müssen sich über denjenigen Stellen der Scheibe ausgleichen, welche entfernter von den Polen stehend, durch deren inducirende Wirkung weniger betroffen werden. So entstehen geschlossene Stromsysteme, welche von der Gestalt der punktirt gezeichneten Linien nicht sehr abweichen dürfen. Das System auf der Seite w wirkt nun, indem es die Bewegung eines Uhrzeigers verfolgt, ähnlich einem Südpol, das im entgegengesetzten Sinne sich ausgleichende Stromsystem auf der Seite o wirkt dagegen ähnlich einem Nordpol; und sonach veranlassen beide die erregenden Pole N und S der Bewegungsrichtung der Scheibe zu folgen, wenn sie anders beweglich über ihr aufgehangen sind.

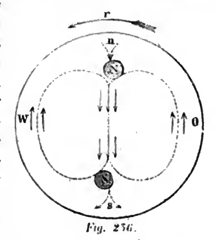


Fig. 236.

De Haldat [10] suchte sich nun ein angenähertes Urtheil über die Geschwindigkeit zu verschaffen, mit welcher der Einfluss des Magneten auf die unter ihm rotirende Scheibe von Statten geht. Er hing zwei Magnetstäbe nahe über und senkrecht zu einer rotirenden Kupferscheibe so auf, dass sie sich um den gemeinschaftlichen Schwerpunkt drehen konnten, während sie entgegengesetzte Pole der Scheibe zuwandten. Indem er nun die Anzahl von Umdrehungen der Scheibe und die der Magnetstäbe mit einander verglich und dabei Rücksicht nahm auf den Abstand zwischen Scheibe und Magneten, auf das Trägheitsmoment der letztern und auf den von ihnen beschriebenen Kreis, glaubte er sich zu der Folgerung berechtigt, dass ein jeder Punkt der Scheibe in $^1/_{5000}$ Secunde die ganze Phase zwischen zwei aufeinander folgenden Gleichgewichtszuständen durchzumachen habe.

Trotz dieser bedeutenden Geschwindigkeit steht aber immer noch die für eine Zustandsänderung der Theilchen und die für ihre Rotationsbewegung nothwendige Zeit in einem messbaren Verhältniss. Durch einen sinnreichen Versuch wies nämlich Nobili die oben schon zur Erklärung benutzte Voraussetzung nach, dass die Axe des in *Fig.* 236 dargestellten Curvensystemes und mit ihr das System selbst im Sinne der Bewegung gegen den durch N und S bezeichneten Durchmesser verschoben sei. Er legte nämlich bei feststehenden Magnetpolen die Drathenden des prüfenden Galvanometers in den Gegenden o und w an, und verschob sie so lange, bis das Galvanometer keinen Strom mehr anzeigte. Unter dieser Bedingung musste

der alsdann durch die Prüfungsdräthe bestimmte Durchmesser senkrecht auf den Stromcurven stehen. Wiederholte er den Versuch für verschiedene Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe, so rückte die Stelle *w* immer mehr nach *S* und *o* immer mehr nach *N*, es musste also auch der Durchmesser *ns* des stärksten Inductionsstromes gegen den durch die Projectionen *N* und *S* der Pole gehenden Durchmesser in gleichem Maasse im Sinne der Drehungsrichtung verschoben werden.

Was den Fall betrifft, wo ein senkrechter Magnetstab über der Mitte der in horizontaler Ebene rotirenden Scheibe steht, so hatten Nobili und Antinori die Ursache seines indifferenten Verhaltens darin finden wollen, dass er überhaupt gar keine Ströme inducire. Faraday wies aber unter diesen Umständen Ströme nach, wenn er die prüfenden Galvanometerenden mit der Axe und mit der Peripherie der Scheibe in schleifende Berührung brachte. Dagegen wandte aber Nobili mit Recht ein, dass die so beobachteten Ströme erst infolge dessen zu Stande kämen, dass die Prüfungsdräthe angelegt würden. Ohne dieselben befände sich dagegen die Scheibe nur in einem Spannungszustand, wie er in *Fig. 218* auf Seite 359 dargestellt und am zugehörigen Ort nachgewiesen worden ist. — Der Unterschied zwischen dem centralen und dem excentrisch zur rotirenden Scheibe stehenden Magneten tritt im folgenden sinnreichen Versuch ganz besonders hervor. Legt man nämlich auf den untern Pol eines über dem Centrum einer horizontalen rotirenden Kupferscheibe aufgestellten Magneten ein dünnes Eisenscheibchen, so bleibt dasselbe unbeweglich, wenn es gut centrirt ist. Sobald es jedoch ein wenig excentrisch steht, rotirt es mit der Scheibe.

Nobili versucht nun darzuthun, dass wenn ein Magnet auf einer Scheibe befestigt ist, und gleichzeitig mit ihr rotirt, oder wenn er allein oder statt seiner ein elektrodynamischer Cylinder um die eigene Axe rotiren, der besprochene Spannungszustand ebenfalls eintrete. Darauf muss aber erwidert werden, was oben (Ende von N. II.) bei Gelegenheit der analogen Hypothese für die rotirende magnetische Erde entgegnet wurde, dass nämlich eine Aenderung in der gegenseitigen Lage des inducirenden und des inducirten Körpers zu jeder Induction nothwendig sei. Es ist auch Nobili keineswegs gelungen, die freie Elektricität nachzuweisen, die infolge dieses Spannungszustandes am Aequator und an den Polen der Magnete hätte auftreten müssen.

IV. Gegen die vorstehenden Ansichten über eine Stromvertheilung auf der Arago'schen Scheibe ist wiederholt Bedenken erhoben worden, und zwar mit Uebergehung eines sehr irrelevanten Einwandes von de Haldat [10] zuvörderst von Lamont [11]. Drehte derselbe nämlich eine horizontale Scheibe unter einer Declinationsnadel, so folgte die letztere der Drehungsrichtung am leichtesten, wenn die Drehungsmittelpunkte senkrecht übereinander standen; bei einer gewissen Excentricität blieb aber die Nadel ohne Ablenkung und wurde ihr Drehpunkt noch weiter nach dem Rand der Scheibe verschoben, so erhielt sie sogar einen entgegengesetzten Bewegungsantrieb. Ferner wurde die dämpfende Kraft beobachtet, welche ein Magnetometerstab durch zwei blos unter seinen Polen liegende Kupferplatten erfuhr. Es zeigte sich, dass diese Kraft ungeändert dieselbe blieb, mochten die Platten mit einander in leitender Verbindung stehen oder nicht. Beide Versuche lassen sich aber nicht durch die mitgetheilte Anschauung bezüglich der Stromvertheilung auf der Scheibe erklären. — Bei einem andern Versuch wurde eine Declinationsnadel so aufgehangen, dass die unter ihr rotirende Scheibe blos auf einen Pol wirkte. Für verschiedene Stellungen des Poles über der Scheibe wurde seine Ablenkung durch Spiegel, Fernrohr und Skale beobachtet, die gefundenen Zahlen liessen sich aber nicht durch die Annahme einer einfachen Induction in Uebereinstimmung bringen. Die Bedeutung einiger anderer noch namhaft gemachter

Versuche leuchtet aus dem mir einzig zugänglich gewesenen unvollständigen Auszuge nicht ein.

Andere Einwände entnimmt MATTEUCCI [12] aus folgenden Versuchen. Er lässt eine Scheibe von 0,8 Meter Durchmesser vor den Polen eines mächtigen Elektromagneten rotiren, und führt schleifend über verschiedene Regionen der Scheibe die Drathenden eines Galvanometers. Stellt *acbd* in *Fig.* 257 die im Sinne der gefiederten Pfeile rotirende Scheibe dar und sind *N* und *S* die Projectionen der beiden Pole des hufeisenförmigen Magneten, so zeigen sich in manchen Richtungen stärkere Ströme als in anderen, und aus wieder anderen Richtungen lässt sich gar kein Strom nach dem Galvanometer abzweigen. Den stärksten Strom konnte MATTEUCCI in der Richtung des die Projectionen der Pole verbindenden Durchmessers *ab* nachweisen. Was aber die Richtungen ohne galvanometrische Wirkung betrifft, von denen nach dem Früheren schon NOBILI eine interessante Anwendung machte, so können dieselben einen doppelten Grund haben. Entweder ist nämlich an den hierdurch bestimmten Orten überhaupt gar keine Spannung vorhanden, und diese mögen **neutrale** Linien heissen, oder die Spannung ist an allen Stellen dieser Orte von gleicher Stärke und von gleichem Vorzeichen, und diese mögen **stromlose** Linien genannt werden. Die neutralen und die stromlosen Linien haben nun das Gemeinsame, dass man keinen Ausschlag erhält, wenn man beide Prüfungsdräthe auf die Linien selbst aufsetzt, dass man aber entgegengesetzte Ausschläge bekommt, wenn man einen der Prüfungsdräthe auf der Linie fest hält, während man den andern rechts oder links von der Linie auf die Scheibe setzt. Der Unterschied beider Arten von Linien besteht aber darin, dass man bei neutralen Linien auch dann keinen Ausschlag erhält, wenn man einen Prüfungsdrath auf denselben festhält, und den andern auf Punkte der Scheibe aufsetzt, welche sich gänzlich ausserhalb des Wirkungskreises der Magnetpole befinden, wogegen stromlose Linien unter diesen Umständen auf das Galvanometer wirken. MATTEUCCI will nun den Durchmesser *cd*, welcher senkrecht auf dem Durchmesser der stärksten Wirkung steht, als eine neutrale Linie erkannt haben, während sie nach NOBILI's Annahme eine stromlose wäre. Ebenso soll nach MATTEUCCI's Angabe die durch die Mittelpunkte von *N* und *S* gehende und mit der Scheibe concentrische Kreislinie 6 eine neutrale Linie sein. In dieser Weise würde die Oberfläche in vier Regionen von positiver und vier andere von negativer Spannung abgetheilt, wie solche in der Figur mit + und — bezeichnet sind. Den Charakter der stromlosen Linien zeigten die mit 1. 2. 3. 4. 5. bezeichneten Orte. Nach dem Grundsatz nun, dass die Verzweigungen der Inductionsströme auf den stromlosen Linien senkrecht stehen müssen, glaubte MATTEUCCI statt der frühern Annahme von zwei Stromwirbeln auf jeder Hälfte deren vier in den vier Quadranten der Scheibe annehmen zu müssen, von denen einer durch die punktirte Linie auf der Figur dargestellt ist. So zweckmässig nun auch die hier eingeschlagene Untersuchungsmethode ist, so ist doch nicht recht abzusehen, wie die geschlossene (punktirte) Stromcurve zweimal die neutrale Linie 6 schneiden kann. Ingleichen muss bemerkt werden, dass eine Zurückführung der Versuchsergebnisse auf die Theorie der Inductionsströme nicht gegeben worden ist.

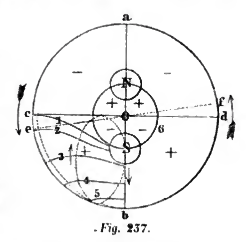


Fig. 257.

Einige andere Versuche MATTEUCCI's lassen sich zum Theil ebenfalls nicht unter die obigen allgemeinen Gesichtspunkte bringen. So wurde ein Elektromagnet in Rotation versetzt (das Nähere ist nicht mitgetheilt), während über ihm verschiedene Körper aufgehangen waren. Die auf letztere ausgeübte Wirkung wurde entweder

durch Torsion eines Silberdrathes oder durch die Anzahl von Drehungen gemessen, mit welchen dieselben in einer gewissen Zeit den Drehungen des Magneten folgten. Wurde ein Würfel von dünnen Kupferplatten hergerichtet, welche durch isolirenden Firniss zusammengeklebt waren und hing derselbe mit horizontal gerichteten Platten, so folgte er der Einwirkung des rotirenden Magneten nicht, hatten aber die Platten eine verticale Stellung, so folgte er sehr leicht. Im letzten Falle waren die Bahnen der inducirten Ströme nicht unterbrochen (?).

Ganz ähnlich verhielten sich Würfel von krystallisirtem Wismuth. Sie rotirten leichter, wenn die Spaltungsflächen vertical, als wenn sie horizontal standen; noch leichter folgten jedoch Würfel von amorphem Wismuth.

Endlich wurden feine durch starke galvanische Ströme niedergeschlagene Pulver von Silber, Kupfer, Wismuth mit Kolophonium zusammengeschmolzen, sodass das Gemenge die Elektricität noch vollkommen isolirte und sich diamagnetisch verhielt. Wurden daraus Kugeln geformt und über dem rotirenden Magneten aufgehangen, so folgten sie seiner Bewegung, Silber und Kupfer aber leichter als Wismuth. — Aehnlich sind Versuche De Haldat's [13] der eine Scheibe von trockenem Holz mit eingelegten Metallplättchen versehen unter einem Magneten rotiren liess, und beobachtete, dass letzterer der Bewegung folgte. — Hier gleichwie bei der von Arago und von Harris nachgewiesenen dämpfenden Wirkung von Isolatoren auf die schwingende Nadel ist allerdings eine Erklärung durch Inductionsströme schwierig.

V. Noch verdienen zwei Vorrichtungen kurz erwähnt zu werden, deren nähere Betrachtung der Lehre vom Erdmagnetismus vorbehalten bleiben muss, es ist der Dämpfer zum Magnetometer und das Inductionsinclinatorium.

Der Dämpfer wurde zuerst von Gauss [14] bei dem Magnetometer angebracht, um unzeitige Schwingungsbewegungen möglichst rasch zu vernichten. Derselbe besteht einfach aus einem Doppelrahmen von möglichst starkem Kupfer (bei einem 25pfündigen Stab wog der Dämpfer 13 Pfund), welcher zu beiden Seiten gegen den Magnetometerstab gestellt wird, denselben möglichst eng umgiebt, ohne doch seinen Schwingungen ein mechanisches Hinderniss entgegenzusetzen. Diese Umgebung von Kupfer wirkt wie die Scheibe unter der schwingenden Nadel in Arago's ursprünglichem Versuch. Nun ist bekanntlich mehrfach nachgewiesen worden, dass die Rückwirkung einer Kupfermasse auf einen benachbarten Magneten proportional ist der relativen Geschwindigkeit beider. Ferner verlangt die Theorie der Pendelbewegung, dass alsdann eine Abnahme der aufeinander folgenden Schwingungsbögen in geometrischer Progression eintreten muss, wenn dem Pendel ein dauernder Widerstand entgegengesetzt wird, welcher der in jedem Moment statthabenden Geschwindigkeit proportional ist. Nehmen aber die Schwingungsbögen selbst in geometrischer Reihe ab, so nehmen die Logarithmen derselben in arithmetischer Reihe ab, und diese Abnahme der Logarithmen zweier aufeinander folgender Schwingungsbögen nennt Gauss das logarithmische Decrement. Da nun der Dämpfer die gestellte Forderung erfüllt, so muss der Theorie gemäss das logarithmische Decrement auch für eine unter Einfluss eines Dämpfers schwingende Nadel eine constante Zahl sein, und man ist sonach im Stande, aus der beobachteten Dauer einiger ihrer Grösse nach ebenfalls beobachteten aufeinander folgenden Schwingungsbögen von endlicher Grösse die Schwingungsdauer für unendlich kleine Schwingungsbögen so wie die Ruhelage der Nadel zu ermitteln. Wenn nun auch die Versuche nicht vollkommen mit den aus der Theorie gezogenen Consequenzen übereinstimmen, wenn es vielmehr scheint, als ob hier noch irgend eine andere bisher unbekannte Thätigkeit ins Spiel käme, so ist die Uebereinstimmung doch so genügend, dass die theoretischen Angaben zu brauchbaren Ergebnissen führen.

Die Theorie verlangt ferner beim Vorhandensein eines jeden nach Art der Dämpfer wirkenden Widerstandes eine — wenn auch geringe — Vergrösserung

der Schwingungsdauer der Nadel gegen diejenige Dauer, die ihr infolge der Magnetkraft der Erde allein zukömmt. Dieser Unterschied ist so gering, dass ihn ARAGO und SEEBECK nicht nachweisen konnten (vergleiche §. 33, N. II. und III.). Die von GAUSS angeführten Beobachtungen haben ihn aber unzweifelhaft dargethan.

In einer Abhandlung von ABRIA [15] findet sich ebenfalls ein Nachweis der geringen Zunahme der Schwingungsdauer eines Magnetstabes durch Gegenwart einer dämpfenden Kupferscheibe. Ausserdem benutzt ABRIA die Formeln, welche die Abhängigkeit der Schwingungsdauer der Nadel von dem logarithmischen Decrement zeigt, um aus einer Beobachtung des letzteren die Ablenkung zu berechnen, welche der ruhenden Nadel durch die mit einer gewissen Geschwindigkeit gedrehte Scheibe ertheilt wird. Eine Reihe von 25 Versuchen stimmt genügend mit den berechneten Ergebnissen. Uebrigens lehrt aber die Abhandlung nichts Neues.

WEBER's [16] Inductionsinclinatorium hat den Zweck mit Hülfe der Inductionsströme die magnetische Inclination unabhängig von der Schwerkraft zu messen, die bekanntlich bei allen bisherigen Inclinatorien um deswillen von störendem Einfluss ist, weil eine Drehung der Nadel um den Schwerpunkt mit absoluter Genauigkeit nicht erreicht werden kann. Das Instrument besteht aus einem starken kupfernen Ring *a* in *Fig.* 258, welcher mit Kurbel *r* und Trieb *t* um die Axe *td* in rasche Drehung versetzt werden kann. Auf der Seite *d* geht durch die hohle Drehungsaxe eine feste Axe, an welche die Bussole *b* concentrisch zum Ringe gesteckt werden kann, ohne an dessen Drehung Antheil zu nehmen. Bei einer horizontalen Stellung der Axe wird die Bussole mit der Hülse $c_{,}$, bei verticaler Stellung derselben mit der Hülse *c* aufgesteckt.

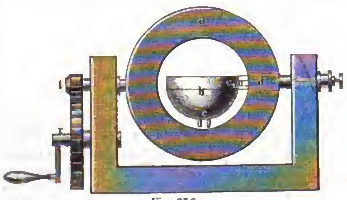


Fig. 258.

Wird nun der Ring um die horizontale und im magnetischen Meridian orientirte Axe in Rotation versetzt, so entsteht in demselben infolge des verticalen Antheiles des Erdmagnetismus ein Inductionsstrom, welcher der im Innern befindlichen Nadel eine constante von der Drehgeschwindigkeit abhängige Ablenkung ertheilt. Und ist diese Ablenkung aus der mit der Drehungsaxe zusammenfallenden natürlichen Lage nicht sehr bedeutend, so erregt auch die Inductionswirkung der Nadel im Ringe keinen sehr in Betracht kommenden Strom. Die Nadelablenkung steht nun aber in folgender Abhängigkeit von der Stärke des verticalen Antheiles der magnetischen Erdkraft. Es ist nämlich die Stärke I des im Ring in jedem Moment inducirten Stromes

1) der verticalen Erdkraft T' direct,
2) der vom Ring umschlossenen Kreisfläche πr^2 direct,
3) dem Cosinus des Winkels φ, welchen die Ringebene mit der Verticalen macht, direct,
4) dem Drehungswinkel $d\varphi$ direct,
5) dem Leitungswiderstand ω des Ringes umgekehrt

proportional. Demnach ist

$$I = \frac{T'}{\omega} \cdot \pi r^2 \cdot \cos\varphi \cdot d\varphi.$$

Ferner ist die ablenkende Kraft dK dieses Kreisstromes auf die in seinem Mittelpunkt befindliche Declinationsnadel

1) der Stromstärke I direct,
2) dem Nadelmagnetismus M direct,
3) der Ringperipherie $2\pi r$ direct,
4) dem Cosinus des Winkels φ der Ringebene mit der Verticalen direct,
5) dem Quadrate des Ringhalbmessers r umgekehrt

proportional. Es ist also

$$dK = \frac{T'}{\omega} \cdot \pi r^2 \cdot \cos\varphi \cdot d\varphi \cdot M \cdot \frac{2\pi r}{r^2} \cos\varphi$$
$$= \frac{2\pi^2 r}{\omega} T' M \cos\varphi^2 d\varphi,$$

woraus sich die ablenkende Kraft K für $\frac{1}{2}$ Umdrehung findet, wenn die vorige Formel von $-\frac{\pi}{2}$ bis $+\frac{\pi}{2}$ für φ integrirt wird. Demnach ist

$$K = \frac{\pi^3 r}{\omega} M T'.$$

Die ablenkende Kraft K_n durch n Umdrehungen in der Zeiteinheit ist sonach

$$K_n = \frac{2n\pi^3 r}{\omega} M T'.$$

Diese Kraft würde die Nadel senkrecht zum magnetischen Meridian stellen; die Richtkraft der Erde strebt sie aber in dessen Ebene zurückzuführen. Die letztere ist nun gleich dem Product aus dem Magnetismus der Nadel M und der horizontalen Erdkraft T. Bezeichnet man demgemäss den Winkel, um welchen die Nadel vom Meridian abgelenkt wird, mit v, so ist

$$\text{tg}\, v = \frac{2n\pi^3 r}{\omega} \frac{M T'}{M T}$$
$$= \frac{2n\pi^3 r}{\omega} \text{tg}\, i,$$

wenn i der Inclinationswinkel, also $\text{tg}\, i$ das Verhältniss zwischen der verticalen und horizontalen Erdkraft ist. Hieraus leuchtet aber ein, dass die Tangente des durch den rotirenden Ring an der Bussolennadel bewirkten Ablenkungswinkels stets der Tangente der am Orte des Versuches statthabenden Inclination proportional ist.

Um den Apparat zu gebrauchen, ist es nöthig, den constanten Coefficienten $\frac{2n\pi^3 r}{\omega}$ für eine gewisse Umdrehungsgeschwindigkeit ein für alle mal zu bestimmen. Dieses geschieht am besten, wenn mittelst einer guten Inclinationsnadel in einem Falle der Werth von i, und mittelst des Inductionsinclinatorium der Werth von v für eine gewisse Rotationszahl n bestimmt wird. Dann ist der fragliche Coefficient

$$\frac{2n\pi^3 r}{\omega} = \frac{\text{tg}\, v}{\text{tg}\, i} = C$$

und kann zu jeder beliebigen Messung mit demselben Instrument benutzt werden.

Mit diesem Apparat würde man auch im Stande sein, absolute Inclinationsbestimmungen zu machen, wenn man ihn nach einander mit horizontal stehender

Axe zur Messung der verticalen Erdkraft und mit vertical stehender Axe zur Messung der horizontalen Erdkraft benutzt. Im letzten Falle steht aber die Nadel für eine selbstständige Inductionswirkung auf den Ring zu günstig, als dass diese vernachlässigt werden könnte.

Dieser Umstand nun, sowie der, „dass sich mit jenem Instrumente die magnetometrische Einrichtung zur feineren Beobachtung nicht verbinden liess", welche die Messung des horizontalen Antheiles des Erdmagnetismus so erfolgreich gemacht hat, veranlasste WEBER [17] die Methode dahin abzuändern, dass die bezeichneten Uebelstände vermieden werden. Anstatt nämlich den Inductionsring auch gleichzeitig als Multiplicator wirken zu lassen, werden hier beide gesondert. Der Erdmagnetismus inducirt einen Strom in einer starken, ziemlich flachen Spirale, deren Enden mit den Enden eines einen Magnetometerstab umgebenden Multiplicators in Verbindung stehen. Zur Vermeidung aller Unregelmässigkeiten, welche ein Commutator einführen könnte, wird die Inductionsrolle blos um 180° rasch gedreht und die Wirkung des dadurch entstehenden Inductionsstosses am Magnetometer mit Fernrohr, Spiegel und Skale beobachtet. Zur Vergrösserung der Ablenkung werden die recht- und rückläufigen Inductionsstösse im Takte des hin- und herschwingenden Stabes wiederholt. Werden nun diese Wirkungen durch eine Bewegung des Inductors um seine horizontale und demnächst um seine verticale Axe wiederholt, so ermöglicht sich dadurch in gleich genauer Weise eine Messung des verticalen und des horizontalen Antheiles des Erdmagnetismus etwa nach den im Vorstehenden angegebenen Principien. Aus beiden Beobachtungen ergiebt sich aber das Maass der Inclination.

---

[1] FARADAY. *Exp. res. in electricity.* Ser. I. — *Philos. Transact. for 1832.* pt. I. p. 125. — Daraus u. a.: *Pogg. Ann. 25, 91 (1832). *Royal Society, 24. Nov. 1831.*

[2] CHRISTIE. **Philos. Transact. f. 1827.* p. 82.

[3] FARADAY. *Exp. res. in electr.* Ser. II. — *Philos. Transact. f. 1832.* 153. — Daraus u. a. in *Pogg. Ann. 25, 142 (1832). — Vorgetragen vor der *Roy. Soc.* am 12. Jan. 1832 und datirt vom 21. Dec. 1831.

[4] NOBILI und ANTINORI. *Pogg. Ann. 24, 473 (1832). — Aus der *Antologia di Firenze.* N. 131. — **Ann. de chim. et de phys.* 48, 412. Namentlich N. VI.

[5] NOBILI und ANTINORI. *Pogg. Ann. 24, 621 (1832). — Aus der *Antologia di Firenze.* N. 134. — **Ann. de chim. et de phys.* 50, 280 (1832).

[6] FARADAY. *Lettre à M.* GAY-LUSSAC: **Ann. de chim. et de phys.* 51, 404 (1832).

[7] NOBILI. *Pogg. Ann. 27, 417 (1833). — Aus der *Antologia di Firenze.* N. 142.

[8] STURGEON. *Philos. Mag. and Annals.* New Ser. Vol. 11. pp. 270 et 324. — Fortsetzung in **London and Edinburg Philos. Mag.* [3.] 1, 31 (July 1832).

[9] PRIDEAUX. **Philos. Mag.* [3.] 1, 308 (Oct. 1832).

[10] DE HALDAT. **Arch. de l'électr.* 3, 288 (1843). — Aus den *Mémoires de l'Académie de Nancy.* 1838.

[11] LAMONT. Jahresbericht der münchener Sternwarte. 1852. S. 131—135. — *Berliner Berichte für 1852. S. 538.

[12] MATTEUCCI. **Ann. de chim. et de phys.* [3.] Vol. 39. p. 129, 134 et 136 (1853). — Athenaeum 1853. p. 1164. — *Rep. of Brit. Assoc.* 1853. 2. p. 5. — *Arch. des sc. ph. et nat.* Vol. 23. p. 39 et Vol. 24 p. 68. — *Inst.* 1853. p. 211. — Cosmos. Vol. 2. p. 424 et Vol. 3. p. 333.

[13] DE HALDAT. **Arch. de l'électr.* 3, 290 (1843). — *Comptes rend.* 11, 345.

[14] GAUSS. *Gauss und Weber, Resultate für 1837, S. 18, sowie ebendaselbst S. 68.

[15] ABRIA. **Comptes rend.* 39, 200 (1854, 24 Juillet). — *Inst.* N. 1074. p. 262 (2. Aug. 1854). — Cosmos. 5, 129. — *Ann. de chim. et de phys.* [3.] 44, 172. — *Arch. des sc. phys. et nat.* 30, 232.

[16] W. WEBER. *Gauss und Weber, Resultate für 1837. S. 81. Pogg. Ann. 43, 493 (1838).

[17] W. WEBER. *Pogg. Ann. 90, 209 (1853). — Mitgetheilt vom Verf. aus den Verhandlungen der k. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen.

§. 36. Magnetoelektrische und elektrodynamische Inductionsapparate.

Bevor wir weiter gehen in Betrachtung der verschiedenen Formen, in denen Inductionsströme auftreten, und in der Entwickelung ihrer Theorie, müssen zwei Klassen von Apparaten ausführlicher besprochen werden, welche sowohl an sich als auch als Hülfsmittel für die folgenden Erörterungen von Wichtigkeit sind, nämlich die magnetoelektrischen und die elektrodynamischen Inductionsapparate.

Von den vielen Vorrichtungen, welche angegeben wurden, um durch mechanische Bewegung von Magneten kräftigere Inductionsströme zu gewinnen, ist die wichtigste der magnetoelektrische Rotationsapparat. Es ist nämlich aus §. 34 bekannt, dass in einer geschlossenen Drathspirale ein Inductionsstrom entsteht, wenn man in dieselbe einen Magnetpol einführt, und dass ein Strom von entgegengesetzter Richtung hervorgerufen wird, wenn man den Magneten wieder aus derselben entfernt. Voraussichtlich wird aber der Zweck besser erreicht werden, wenn man einen Magneten innerhalb einer Drathspirale entstehen oder vergehen lässt, und das geschieht am leichtesten dadurch, dass man einen innerhalb der Spirale befindlichen Kern von weichem Eisen durch Annähern an einen Magnetpol magnetisirt, und durch Entfernen wieder in den magnetischen Nullzustand zurückkehren lässt. Nähert man alsdann denselben Eisenkern dem entgegengesetzten Pol des Magneten an, so entsteht in der ihn umgebenden Spirale wieder ein Strom von derselben Richtung als der war, der beim Entfernen vom ersten Pol inducirt wurde, und entfernt man dann den Kern wiederum vom zweiten oder nähert ihn dem ersten Pol abermals an, so bekommt der Strom wieder die erste Richtung. Der magnetoelektrische Rotationsapparat ist nun so beschaffen, dass er in bequemer Weise jene Verrichtungen vollführt und gleichzeitig den beständig wechselnden Strom so umkehrt, dass er im Schliessungsbogen dauernd dieselbe Richtung behält. Dieser Apparat dankt seinen ersten Ursprung den Söhnen des Mechanikus Pixii in Paris. Er trat zuerst in der anspruchlosen Form einer physikalischen Curiosität auf, seine Bedeutung wurde aber bald erkannt, und man verwendete viel Scharfsinn, um ihn auf den jetzigen Zustand der Vollkommenheit zu bringen. Um die Verbesserung haben sich Saxton, Clarke, Ettinghausen, Poggendorff, Petřina, Stöhrer, Sinsteden verdient gemacht. Als Repräsentant aller verschiedenen Formen mag hier ein von Stöhrer construirter und in *Fig. 259* (Seite 393) abgebildeter Rotationsapparat beschrieben werden, weniger deswegen, weil er als der vollkommenste zu erachten wäre, sondern darum, weil diese Form die übersichtlichste und gleichzeitig die verbreitetste ist.

Auf einem erhöhten und zur Verwahrung kleiner Nebenutensilien benutzten hohlen Postament p liegt der aus sieben Lamellen zusammengesetzte Hufeisenmagnet NS. Derselbe wird in seiner Lage durch ein Querholz a gehalten, welches mittelst der Fussschraube der Säule b gegen den Magneten drückt. Vor den Polen N und S des Magneten rotirt nun der Inductor und dieser besteht aus dem eisernen Querstück mn, auf welches zwei Eisencylinder mittelst der bei m und n vorstehenden Schrauben befestigt sind. Die Eisencylinder

stecken in Holzspulen, welche mit dünnem übersponnenen Kupferdrath bis zur Dicke der Rollen fg umwunden sind. Das Querstück und die Eisencylinder bilden in dieser Zusammensetzung einen hufeisenförmigen Anker, welcher, wie in der Zeichnung, vor den Magnetpolen stehend die stärkste magnetische Vertheilung

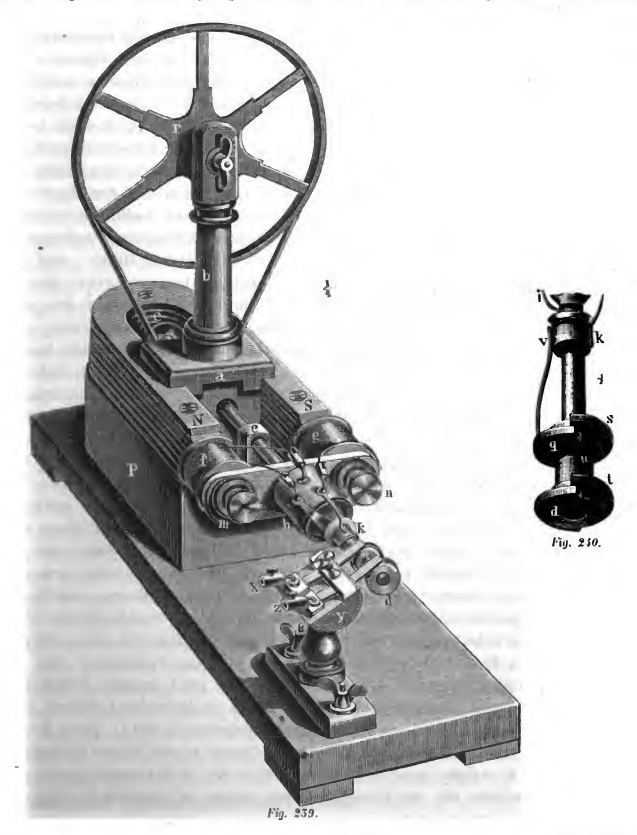


Fig. 239.

Fig. 240.

besitzt, der aber bei einer Drehung um 90° seine Polarität verliert, und bei weiter fortgesetzter Rotation, wenn f vor s und g vor n zu stehen kommt, die umgekehrte Polarität annimmt. Infolge dieses Wechsels der magnetischen Vertheilung wird dann in den umgebenden Drathrollen ein Strom inducirt, wenn

anders deren Enden in geeigneter Weise zu einem geschlossenen Umlaufe verbunden sind. Um den Inductor in Rotation zu versetzen, ist er an der eisernen Axe *cd* befestigt, welche durch das Rad *r* und die um dasselbe gelegte Schnur ohne Ende bewegt wird. In *c* und in *e* hat die Rotationsaxe ihre beiden Lager. Das bei *c* ist durch eine in der Zeichnung zur Hälfte sichtbare Schraube so vorgerichtet, dass die Axe in ihrer Längsrichtung verschoben werden kann, wodurch der Inductor in grösserem oder geringerem Abstand von den Polenden des Magneten rotirt und somit sich die Stärke des inducirten Stromes modificirt. Auf der Rotationsaxe ist ausser dem Inductor noch der Holzcylinder *h* befestigt, welcher drei Schraubenzwingen trägt zur Aufnahme der vier Drathenden beider Inductionsrollen. Zwei dieser Schraubenzwingen sind in metallischer Berührung mit zwei Kupferstreifen, von denen der eine über den Holzcylinder hinab unmittelbar nach der eisernen Axe führt, während der andere auf den Kupferring *k* aufgelöthet ist. Der letztere ist von der eisernen Axe vollkommen isolirt, und zwar einerseits durch einen hinter ihm liegenden Elfenbeinring, andererseits durch eine zwischen Axe und Kupferring gekittete hölzerne Hülse. Auf dem Ende der Rotationsaxe zwischen *k* und *d* befindet sich der Commutator, welchen *Fig. 240* in halber Grösse darstellt. Hier ist *i* die Verbindungsstelle des einen Kupferstreifens mit der Axe und *k* die des andern mit dem Kupferring. Auf die Axe kann nun die Vorrichtung *sqdt* aufgeschoben werden. Dieselbe besteht aus einer hohlen Blechaxe, welche oben und unten mit den eisernen Scheiben *s* und *d* bedeckt ist. Ueber jene Blechaxe ist eine zweite hohle Blechaxe *u*, jedoch mit isolirendem hölzernen Zwischenfutter aufgeschoben, welche an ihren Enden die eisernen Scheiben *q* und *t* trägt, doch so, dass auch diese letzteren mit den Scheiben *s* und *d* in keiner metallischen Berührung stehen. Die Umfänge aller vier Scheiben sind, wie es die Figur zeigt, bis fast zur Hälfte ausgefeilt und sind so gegen einander gestellt, dass die erste und zweite, sowie die dritte und vierte sich gegenseitig zu einer vollen Scheibe ergänzen, dass aber die Ausschnitte der ersten und dritten (*s* und *t*) nach einer Seite, die der zweiten und vierten Scheibe (*q* und *d*) nach der entgegengesetzten gewendet sind. Während das äussere Scheibenpaar *s* und *d* in unmittelbarer metallischer Berührung steht mit der Rotationsaxe und durch dieselbe mit dem Kupferstreifen *i*, ist an dem innern Scheibenpaar und zwar bei *q* eine Stahlfeder *qv* eingeschraubt, welche gegen den Ring *k* drückt und durch diesen eine Verbindung mit dem andern Kupferstreifen herstellt. Nun schleifen von zwei breiten Stahlfedern, wie die Hauptfigur zeigt, die eine gleichzeitig auf den obern beiden Scheiben *s* und *q*, die andere gleichzeitig auf den untern beiden Scheiben *d* und *t*. Diese Federn werden durch ein Elfenbeinstück festgedrückt und führen zu den beiden Schraubenklemmen *x* und *z*, welche dazu dienen, die Enden des Schliessungsbogens aufzunehmen, und welche wie der Federhalter von einem auf einer Säule stehenden Holzklötzchen getragen werden.

Um die Orientirung in der Stromesrichtung zu erleichtern, sind auf die beiden Anfänge der Inductionsdräthe weisse und an beiden Enden schwarze Perlen aufgesteckt, die Dräthe selbst sind aber auf beide Rollen im entgegengesetzten Sinn aufgewunden, damit sich der Strom in beiden gleichzeitig von den weissen

zu den schwarzen Perlen, oder umgekehrt bewegt, während beide Rollen stets sich unter entgegengesetzten inducirenden Einflüssen befinden. — Nun ist eine zweifache Verbindung der Drathenden möglich. Hat man nämlich im Schliessungsbogen einen grossen Widerstand zu überwinden, wie z. B. bei physiologischen Versuchen, so vermehrt man die elektromotorische Kraft und zugleich den Widerstand im Apparat dadurch, dass man, wie es die Figur andeutet, das Drathende mit schwarzer Perle der einen Rolle und das mit weisser Perle der andern Rolle gleichzeitig in die mittlere Schraube auf dem Holzcylinder h und die anderen beiden Schrauben gesondert einklemmt. Hat man dagegen nur einen geringen Widerstand zu bewältigen, wie etwa bei Glühversuchen, so vermindert man den Widerstand in dem Apparat dadurch, dass man die mittlere Schraubenklemme unbenutzt lässt und beide Drathenden mit den weissen Perlen gleichzeitig in die eine, beide mit den schwarzen Perlen in die andere der noch übrigen Schraubenklemmen einsteckt.

Ist nun in dem einen oder in dem andern Falle die Vorrichtung gerade so beschaffen, dass der Strom in die links liegende Schraubenklemme eintritt, wenn die Spule f sich vom Nordpol N entfernt und dem Südpol S annähert, dann bewegt sich derselbe den Kupferstreifen entlang, tritt bei i (Nebenfigur) in die Rotationsaxe und geht von dieser nach den Scheiben s oder d, um von hier in eine der beiden schleifenden Federn einzutreten. Soll aber der Strom stets dieselbe Richtung im Schliessungsbogen behalten, so muss der Commutator so gestellt werden, dass während der ganzen Bewegung der Rolle f von N bis S dieselbe Feder auf derselben Scheibe schleift, es muss also gleichzeitig, wenn N von f verlassen wird, die Scheibe t von der Feder verlassen und die Scheibe d von derselben berührt werden. Unter diesen Umständen wird aber der Strom von d nach der Schraubenklemme z übergehen können und den Schliessungsbogen in der Richtung zx durchfliessen. Von x geht er durch die andere schleifende Feder nach der Scheibe q, über v nach dem Kupferring k, alsdann nach der Schraubenklemme auf der rechten Seite des Holzcylinders h und so zu den inducirten Rollen zurück. Hat nun aber die Rotationsaxe und alles, was mit ihr in fester Verbindung steht, einen halben Kreislauf vollendet, so wird f von S und g von N inducirt, die Stromesrichtung wird die umgekehrte, und die rechte Schraubenklemme auf h ist jetzt seine Eintrittsstelle. Von dieser bewegt sich dann aber der Strom über k und v nach q und t. Bei der mittlerweile stattgehabten Drehung hat aber die zu z führende Feder die Scheibe d verlassen und schleift auf dem hohen Rande von t, nimmt also abermals den Strom auf, führt ihn in der frühern Richtung zx durch den Schliessungsbogen, von wo aus ihn die andere Feder aufnimmt und an die Rolle s abgiebt, damit er durch die Rotationsaxe über i nach der linken Schraubenklemme auf h und somit zu den inducirten Spiralen zurückkehren kann. —

Gleich den magnetoelektrischen sind auch die elektrodynamischen Inductionsapparate nur allmälig zu dem jetzigen Zustande der Vollkommenheit gediehen. Im Allgemeinen werden dieselben je nach den beabsichtigten Zwecken andere Einrichtungen bekommen müssen und namentlich ist zu physiologischen Wirkungen ein ungleich geringerer Aufwand an Material und Sorgfalt erforderlich,

als wenn physikalische Erscheinungen dargestellt werden sollen. Immerhin ist aber das Wesentliche der Construction in allen Fällen gleich. Von den magnetoelektrischen Maschinen unterscheiden sie sich principiell dadurch, dass in jenen Magnetismus und mechanische Bewegung die inducirenden Agentien sind, während hier direct oder indirect der galvanische Strom in den Momenten des Entstehens und Vergehens die Inductionsströme hervorruft. Wesentliche Bestandtheile der elektrodynamischen Apparate sind sonach ein inducirender und ein inducirter Drath, sowie eine Vorrichtung, um im erstern den Strom rasch zu unterbrechen und wiederherzustellen. Beabsichtigt man eine verstärktere Wirkung, so kommt dazu noch als ausserwesentlicher Bestandtheil ein Eisenkern oder besser ein Bündel von Eisendräthen, welche in den zur Spirale aufgewundenen inducirenden Drath gesteckt werden und dessen Wirkung durch die bei jeder Stromschwankung statthabende magnetische Aenderung unterstützen.

Nach diesen Erfordernissen construirte in den Jahren 1850 oder 1851 Herr Mechanikus Ruhmkorff [1] in Paris den in *Fig. 241* wiedergegebenen

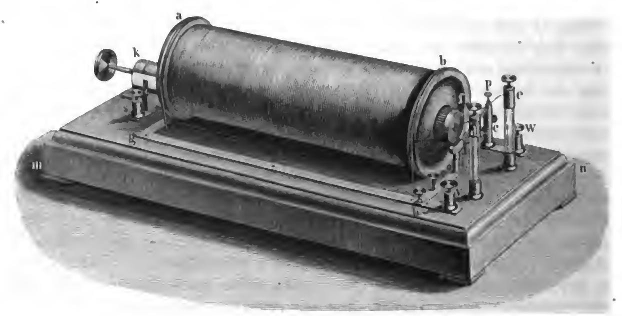


Fig. 241.

Inductionsapparat. Ist derselbe auch noch mancher Verbesserung fähig, so ist er doch der kräftigste und vollkommenste von allen bisher bekannt gewordenen Apparaten. Der inducirende Drath hat ungefähr 2 Millimeter Durchmesser und ist in drei Lagen auf eine 294 Millimeter lange Papprolle gewunden, welche mit zwei kreisrunden Seitenplatten *ab* aus starkem Spiegelglas versehen ist. Mit Zwischenlegung von gefirnisstem und an die Glaswände seitlich angeklebtem Papier wird auf die so gewonnene inducirende Spirale der Inductionsdrath gewunden. Letzterer ist wie der erste mit Seide umsponnen, aber ausserdem noch stark in Schellackfirniss getränkt, und wird von Lage zu Lage abermals mit diesem isolirenden Material überzogen. Der inducirte Drath hat etwa 10000 Meter Länge und kaum $^1/_3$ Millimeter Dicke. Die vier Enden dieser beiden Dräthe kommen aus Durchbohrungen in den Glasplatten zum Vorschein. Das innere Ende des inducirenden Drathes führt zu einer Klemmschraube, welche von der Platte *a* in der Zeichnung verdeckt wird, und das äussere Ende ist an

dem Ständer *c* befestigt. Die beiden Enden des inducirten Drathes führen zu den Messingfassungen *d* und *e*, welche der bessern Isolation wegen auf Glasfüssen stehen. Die innere Höhlung der Spiralen ist mit einem Bündel gefirnisster Eisendräthe ausgefüllt, welche aus beiden Glasplatten wie bei *f* hervorragen, und hier mit einer aufgeschraubten eisernen Deckplatte versehen sind. In die Ränder der Glasplatten sind Hohlkehlen eingeschliffen, um starke Kupferdräthe aufzunehmen, die zur Befestigung der Rollen auf einem Bodenbrett *mn* von unten durch Schraubenmuttern gehalten werden. — Dem inducirenden Drath wird nun vermittelst des bei *k* angedeuteten und in §. 3, *Fig. 11*, näher beschriebenen Commutators der Strom von höchstens drei Platinzinkelementen zugeführt, indem man deren Poldräthe in die zu beiden Seiten des Commutators stehenden Klemmschrauben befestigt, von denen die eine verdeckt, die andere in *s* sichtbar ist. Von einem der beiden Axenlager des Commutators führt eine Metallleitung auf dem Wege *gh* nach dem Unterbrecher bei *i*, während das andere Axenlager mit derjenigen Klemmschraube in Verbindung steht, welche das innere Ende des inducirenden Drathes aufnimmt. Zwischen *c* und *h* steht nun die Unterbrechungsvorrichtung, welche jede beliebige der in §. 3, N. IV. aufgeführten Gestalten haben kann, die aber hier eine von DE LA RIVE, sowie von WAGNER [2] angegebene Form besitzt. Der kupferne Ständer *c* ist nämlich oben mit einer sattelartigen Zuschärfung zur Aufnahme eines entsprechend eingekerbten Kupferarmes versehen, welcher letztere am andern Ende ein Eisenstück *o*, Hammer genannt, trägt. Der Hammer ist nach unten mit einem Platinblech belegt, und dieses ruht auf einem kupfernen, oben ebenfalls mit Platin belegten Fortsatz *i* der vom Commutator kommenden Leitung, welcher der Amboss heissen mag. Zur bessern Stromleitung ist mittelst der Schraube *p* an den Stiel des Hammers ein dünner kurzer Silberdrath befestigt, der abwärts nach dem Ständer *c* führt und dort andererseits befestigt wird. Der Weg des inducirenden Stromes ist nun folgender: Tritt er z. B. in die Schraubenklemme *s* ein und führt ihn der Commutator zu dem innern Ende der inducirenden Spirale, dann durchläuft er die letztere und kommt bei dem Ständer *c* wieder zum Vorschein, worauf er durch den Hammer *po* nach dem Amboss *i* geht und dann auf dem Wege *hg* nach dem Commutator und zu seiner Quelle zurückkehrt. Bei dieser Gelegenheit magnetisirt er das Eisendrathbündel, infolge dessen der Hammer *o* gegen *f* gezogen und somit vom Amboss abgehoben wird. Die dadurch entstehende Unterbrechung des Stromes inducirt im dünnen Drath einen Nebenstrom, entmagnetisirt aber gleichzeitig das Drathbündel, wodurch der Hammer wieder abwärts fällt, den Strom schliesst, eine abermalige Induction bewirkt und so sein Spiel zwischen Oeffnen und Schliessen fortsetzt. Die bei dieser Gelegenheit inducirten Ströme können sich nun ausgleichen, wenn ein Schliessungsbogen die beiden Säulenköpfe *d* und *e* verbindet. Um das Spiel des Hammers zu verlangsamen oder zu beschleunigen, dient die Schraube *r*, indem dieselbe, nach Bedürfniss stärker oder schwächer gegen das Bodenbrett gepresst, den Amboss und mit ihm den Hammer hebt oder senkt.

Noch ist der beiden Schraubenzwingen *v* und *w*, sowie des Condensators Erwähnung zu thun, zu welchem dieselben führen. So gut wie nämlich der

primäre Strom beim Aufhören und Beginnen einen secundären Strom in einem benachbarten Stromleiter erzeugt, so erzeugt er auch, wie später noch näher ausgeführt werden wird, einen solchen auf seiner eigenen Bahn. Dieser Gegenstrom, wie er genannt wird, macht sich besonders beim Oeffnen des primären Stromes bemerklich und kommt dann zu Stande, wenn die Drathspirale durch einen Leiter zweiten Ranges geschlossen bleibt, nachdem der primäre Strom geöffnet worden ist. Schliesst man nun z. B. die Schraubenklemmen *v* und *w*, von denen die eine mit dem Amboss, die andere mit dem Ständer *c* und sonach mit dem Hammer in leitender Verbindung bleibt, etwa durch den menschlichen Körper, so wird dadurch wegen der geringeren Leitungsfähigkeit der Strom in der inducirenden Spirale nur unmerklich geschwächt; dagegen aber kann der Gegenstrom nach dem Oeffnen des primären Stromes zu Stande kommen, indem er sich durch die gebotene Nebenschliessung ausgleicht.

Aber auch ohne Einschaltung eines Schliessungsbogens zwischen *v* und *w* kömmt der Gegenstrom zum Theil wenigstens zu Stande, indem die im Drathe circulirenden Elektricitäten eine genügende Spannung besitzen, um den bei der Trennung von Hammer und Amboss entstehenden Zwischenraum zu durchschlagen. Hierdurch wird aber, wie ebenfalls noch näher erörtert werden soll, der im Nebendrathe beabsichtigte Inductionsstrom bedeutend beeinträchtigt. Zur Vermeidung dieses Uebelstandes brachte Fizeau [3] einen Condensator an. Dieser besteht aus einem 260 Centimeter langen und 17 Centimeter breiten Wachstafftstreifen auf beiden Seiten bis fast zum Rand mit starkem Stanniol bedeckt, welcher mit geeigneter Zwischenlegung von andern Wachstafftstreifen zusammengefaltet wird, sodass er in einem dünnen in das hohle Bodenbrett *mn* eingepassten Kasten Platz findet. Die beiden Stanniolbelege stehen unter sich in keiner metallischen Verbindung, sind aber jedes mit einer nach unten führenden Verlängerung der Schrauben *v* und *w* in Berührung. Die Wirkung dieses Condensators denkt man sich nun so, dass die bei der Trennung von Hammer und Amboss zum Ueberspringen geneigten Elektricitäten auf den Wegen *ihv* und *ocw* abgeleitet, sich auf den beiden Belegen ansammeln und somit zu viel an Dichtigkeit verlieren, um den entstehenden Zwischenraum überspringen zu können. Dahingegen gleichen sie sich wieder aus, sobald der Hammer auf den Amboss zurückfällt, um bei einer abermaligen Trennung Raum für eine neue Condensation zu lassen.

Will man nun die Wirkung des Inductionsstromes untersuchen, so werden die beiden Messingfassungen *d* und *e*, zu denen der inducirte Drath führt, durch die Enddräthe des Schliessungsbogens verbunden. Die hier in Erscheinung tretenden Thatsachen mögen aber erst später im Zusammenhang mit anderen beschrieben werden.

I. Als erste magnetoelektrische Maschine muss eine Vorrichtung von dal Negro [4] bezeichnet werden. Dieselbe bestand aus vier (wahrscheinlich hufeisenförmigen) Magneten und vier Paaren cylindrischer Spiralen. Die Spiralen waren auf einem, die Magnete auf einem andern Tische parallel neben einander befestigt, sodass wenn der letztere dem ersteren rasch angenähert oder von ihm entfernt wurde, die Magnetpole in die Spiralen gestossen oder aus denselben gezogen wurden. Die Spiraleenden waren in geeigneter Weise mit einem Galvanometer in Verbindung

gesetzt, um demselben Ablenkungen zu ertheilen. Diese Maschine ist kaum bekannt geworden.

II. Anders verhält es sich mit der von den Söhnen des Mechanikus Pixii [5] in Paris aus dem Jahre 1832 herrührenden Construction, indem dieselbe die Grundlage der noch jetzt gebräuchlichen magnetoelektrischen Maschinen bildet. Ein hufeisenförmiger Stahlmagnet mit parallelogrammatischem Querschnitt und ein ähnlich gebogenes Stück weiches Rundeisen standen in verticaler Ebene einander gegenüber. Letzteres diente als Anker und war mit 50 Meter übersponnenem Kupferdrath bewunden, dessen Enden in ein darunter befindliches Gefäss mit Quecksilber bis beinahe auf dessen Oberfläche reichten. Während nun der Anker fest stand, konnte der Magnet um die verticale Axe seiner Form mittelst einer Kurbel gedreht werden, sodass durch abwechselnde Annäherung seiner Pole an die Enden des Ankers dieser bei jeder Drehung seine Polarität zweimal wechselte. Die dadurch im Drathe entstehenden Inductionsströme glichen sich aus, wenn dessen Enden durch das infolge der Kurbelbewegungen erschütterte Quecksilber metallisch mit einander verbunden wurden, und gaben sich beim Unterbrechen der Schliessung durch Funken zu erkennen. Mit einer demnächst construirten grössern Maschine [6], deren Magnet 100 Kilogramm Tragkraft besass und deren Anker mit 1000 Meter Kupferdrath umwunden war, wurden ausser Funken auch noch starke Erschütterungen und unwillkürliche Bewegungen in den Fingern erzielt, wenn diese in zwei gesonderte Flüssigkeitsgefässe tauchten, zu denen die Drathenden führten. Ingleichen konnten Ausschläge der Goldplättchen am Condensator und Wasserzersetzung beobachtet werden. Während bei der ersten Maschine für jede Umdrehung des Magneten eine Stromumkehr im Schliessungsbogen stattfand, hatte jetzt Pixii schon einen Commutator nach Ampère's Construction mit dem rotirenden Magneten verbunden, um die Stromesrichtung constant zu erhalten. Mit dieser Abänderung konnte in gleicher Zeit eine grössere Menge Wasser zersetzt werden, als ohne dieselbe.

Pixii's Maschine wurde zuerst wesentlich vervollkommnet durch Saxton [7]. Das erste vollständige Exemplar einer solchen Maschine war bei der Naturforscherversammlung in Cambridge im Juni 1833 ausgestellt. Bei Saxton's Maschine ist der Hufeisenmagnet fest und der Anker beweglich. Ersterer liegt horizontal und besteht aus mehren einzelnen Lamellen. Vor seinen Polenden bewegt sich an horizontaler Axe der kreuzförmige Anker mit vier Inductionsspulen. Zwei einander gegenüberstehende Spulen sind aus dünnem, die beiden andern aus dickem Drath aufgewunden. Jedes Paar wird gesondert gebraucht, je nachdem man einen grossen oder einen kleinen Widerstand zu überwinden hat, während das andere ungeschlossen bleibt. Von den jedesmaligen beiden freien Enden eines Paares steht nun das eine mit der metallenen Welle in fester, das andere aber je nach Bedürfniss in wechselnder Verbindung mit einer metallenen, auf die Welle geschobenen, aber von ihr isolirten Hülse. In *Fig.* 242 ist das vordere Ende der Welle *w* und die aufgeschobene Hülse *h* vergrössert dargestellt. Um Funken zu erhalten, wird auf die Welle ein lanzettförmiges Metallplättchen *f* aufgesteckt, welches bei jeder Umdrehung mit jeder Spitze einmal in ein darunter stehendes Quecksilbergefäss taucht. Mit der Hülse steht dagegen die Metallscheibe *e* in Verbindung, welche mit dem amalgamirten Rande dauernd dieselbe Quecksilberoberfläche berührt. Zu physiologischen und chemischen Versuchen wird das Plättchen *f* abgenommen, und die Welle *w* unmittelbar mit dem einen Ende des Schliessungsbogens in Verbindung gesetzt, während das andere zu dem Quecksilber der Scheibe *e* geführt wird. — Um die Verbindung mit den beiden Rollenpaaren willkürlich herzustellen, ist der

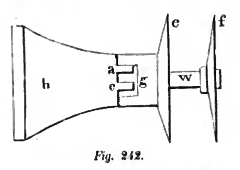


Fig. 242.

Fuss der Scheibe bei *g* mit einem Einschnitt versehen, in welchen zwei entsprechende Enden *a* und *c* eines jeden Paares der Inductionsdräthe ragen. Durch theilweise Drehung des Fusses kann nun entweder *a*, wie in der Zeichnung, oder *c* mit der Scheibe in metallische Berührung gebracht werden. — Während in dieser Weise die Stromesrichtung bei jeder Drehung des Ankers zweimal im Schliessungsbogen wechselt, kann ein Strom von stets gleicher Richtung, aber freilich von nur halber Stärke erzielt werden, wenn statt der beiden Spitzen ein Plättchen *f* mit nur einer Spitze aufgesetzt wird.

Eine von Ritchie [8] angegebene Abänderung der vorigen Construction besteht darin, dass er getrennte Quecksilbergefässe für die Scheibe *e* und die Spitze *f* anwendet, dass er sich blos eines Rollenpaares bedient, dieses aber mit je zwei Dräthen von verschiedener Dicke umwindet, die je nach Bedürfniss gesondert benutzt werden, und dass er statt der massiven Eisencylinder eiserne Röhren von grösserer Länge substituirt.

Die Hufeisenmagneten Saxton's substituirt Mullins [9] durch zwei parallele Magnetbündel, deren nicht unmittelbar zur Induction dienende Pole durch einen eisernen Bogen mit einander verbunden sind. Ritchie [10] weist die einleuchtende Unzweckmässigkeit dieser Einrichtung nach. Sie ist jedoch später mit einigen Abänderungen nicht ohne Vortheile durch Scoresby [11] wieder in Vorschlag gekommen.

Eine ebenfalls nicht sehr wesentliche, doch aber bekannter gewordene Abänderung von Saxton's Maschine hat Clarke [12], Mechaniker in London, angegeben. Sie unterscheidet sich von ihrem Vorbild vorzugsweise dadurch, dass die Magnetlamellen senkrecht stehen, und der Inductor sich an einer horizontalen Welle vor den Vorderflächen derselben vorüber bewegt. Für verschiedene Zwecke werden auf den blos zweitheiligen Inductor Spulenpaare mit dünnerem oder mit dickerem Drathe aufgesetzt. Eine grössere Bequemlichkeit als die entsprechenden Vorrichtungen Saxton's bieten aber die stromvermittelnden Theile der Maschine dar. Es sind nämlich wie dort die Drathenden der Inductorrollen einerseits mit der Welle und andererseits mit einer auf dieselbe geschobenen, aber von ihr isolirten Hülse verbunden, und auf diesen schleifen zwei Stahlfedern, welche die Ueberleitung des Stromes zu den darunter stehenden Quecksilbergefässen vermitteln. Die Nebenapparate, welche Wasserzersetzung, Funkenerscheinungen, Glühen von Platindrath, Magnetisiren von weichem Eisen, Entzünden von brennbaren Flüssigkeiten, Lichterscheinung zwischen Kohlenspitzen u. s. w. durch die mit dem Apparat gewonnenen Ströme darstellen, sind dieselben, welche noch jetzt den magnetoelektrischen Apparaten vielfach beigegeben werden.

Indem Saxton [7] wegen dieses Apparates Clarke des Diebstahls beschuldigte, rechtfertigte sich der Letztere [13] und hob das Wesentliche der von ihm getroffenen Abänderung hervor.

III. Einen abermals vervollkommneten Inductionsapparat zeigte von Ettingshausen [14] 1837 auf der Naturforscherversammlung zu Prag vor. Die Magnetlamellen haben gleiche Breite, aber verschiedene Länge. Die längern liegen horizontal auf einem etwas erhöhten Tischchen und die kürzeren stehen auf deren Polenden senkrecht mit der Biegung nach oben gekehrt. Unter den ersteren rotirt um eine senkrechte Axe der Inductionsanker, der ungefähr dieselbe Form hat als der auf *Fig. 246* abgebildete. Der Anker rotirt also wie bei Clarke's Apparat, vor den flachen Seiten der unteren Lamellen und nicht vor deren Polenden, und wird durch Kurbel, Rad und Schnur ohne Ende in gewöhnlicher Weise bewegt. Die wesentlichste Abänderung gegen die älteren Apparate besteht aber darin, dass die Quecksilberverbindung gänzlich beseitigt ist. Vielmehr sind auf die metallene Axe zwei metallene Wülste aufgesetzt, der eine unmittelbar, der andere mittelst eines isolirenden Holzfutters. Die Drathenden des Inductors sind an diese Wülste befestigt, und auf

ihre Oberfläche schleifen Federn, welche die Ströme an seitlich stehende Metallsäulen und durch dieselben an den Schliessungsbogen überliefern. Der untere Wulst besteht zur einen Hälfte aus einer vollen, zur andern blos aus einer halben Scheibe. Soll nämlich ein Wechsel der Stromesrichtung vermieden werden, so schleift die Feder auf der ausgeschnittenen, wo nicht auf der vollen Hälfte.

Wesentliche Verbesserungen brachte POGGENDORFF [15] an der SAXTON'schen Maschine an, um den wechselnden Strom ohne Verlust in einen gleichgerichteten umzuwandeln. Die in *Fig.* 243 wiedergegebene Vorrichtung hatte er von London aus kennen gelernt. Nach derselben wird über die massive den Inductor tragende Axe β die hohle und durch Holz von der ersten getrennte Axe α geschoben. Die beiden Drathenden des Inductors werden bezüglich mit beiden Axen in metallische Verbindung gebracht. Nun trägt die Hohlaxe die beiden Metallspitzen 1 und 2, die massive Axe die beiden Spitzen 3 und 4, welche alle in einer Ebene liegen, und von denen sich zwei ohne Berührung kreuzen, wie es die Figur nachweist. Beim Rotiren des Ankers tauchen nun diese Spitzen umzech in zwei Quecksilbergefässe *a* und *b* ein, welche den Strom in stets gleicher Richtung dem mit ihnen in Verbindung gesetzten Schliessungsbogen überliefern.

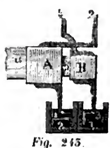


Fig. 243.

Diese Vorrichtung hat noch die Unbequemlichkeit, dass sie den Strom zweimal bei jeder Umdrehung unterbricht. Werden nun die Metallspitzen der vorigen Figur in metallene Sectoren erweitert, wie *m* und *n* in *Fig.* 244, so fällt der Uebelstand fort. Die letzte Figur ist so gezeichnet, als ob man den Apparat der vorigen Figur in der Richtung der Axe betrachtete, als ob die Spitze 3 sich zu dem Sector *n*, die Spitze 2 zum Sector *m* erweitert hätten, und als ob die analogen Erweiterungen der andern beiden Spitzen 1 und 4 durch *m* und *n* gedeckt würden. Wird nun das Quecksilber in die darunter stehenden Gefässe bis zu einer Höhe 00 eingegossen, sodass beim Rotiren der Sector *m* gerade eintaucht, wenn *n* austaucht, so findet keine Stromunterbrechung statt.


Fig. 244.

Der weitere Uebelstand endlich, dass noch immer Quecksilber die Ueberleitung bildet, wird durch die Vorrichtung der *Fig.* 245 beseitigt. Hier ist $\beta\beta$ die massive Metallaxe, mit welcher der Inductor rotirt. Auf derselben steckt unmittelbar die metallene Scheibe *B* und, durch eine isolirende Holzhülse getrennt, die gleichgrosse Metallscheibe *A*. Die Drathenden des Inductors werden entsprechend den Andeutungen auf der Figur mit der Axe *A* in Verbindung gebracht. Ferner ist *A* wie *B* auf der Peripherie jedes zur einen Hälfte mit Holz ausgelegt, doch so dass das Holz der einen Scheibe dem Metall der andern diametral gegenüberliegt. Auf beiden Scheiben schleifen endlich von unten und von oben die beiden gabelförmig getheilten Metallfedern *a* und *b*, welche zu den Enden des Schliessungsbogens führen. Werden nun die Uebergänge zwischen Metall und Holz so gestellt, dass die Federn in demselben Moment über sie hinweggleiten, in welchem der Inductor vor den Magnetpolen vorbeigeht und den Strom wechselt, so ist leicht ersichtlich, dass solche Umkehr sich nicht durch den Schliessungsbogen fortsetzen kann. Diese Vorrichtung ist unter dem Namen OERTLING's Commutator bekannt, zum Unterschied von STÖHRER's Commutator (vergleiche *Fig.* 240), der oben im Text beschrieben wurde.

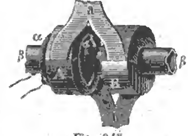


Fig. 245.

IV. Mit Benutzung der bisherigen Erfahrungen construirte PETŘINA [16] Maschinen von vorzüglicher Güte. Auch bei diesen rotirt der Inductionsanker über den breiten Flächen der Lamellen, wie bei den Maschinen CLARKE's. Die Magnete liegen

horizontal, und der Inductor rotirt unter ihnen um eine verticale Axe. Neu und eigenthümlich ist aber die folgende Vorrichtung, die dazu dient, die physiologischen Wirkungen, die Funkenerscheinungen, sowie die Magnetisirung des Stahles zu verstärken. In *Fig. 246* sind die Inductionsrollen durch *a* und *b* und das die Eisenkerne derselben verbindende Querstück durch *c* dargestellt. Diese rotiren um die Axe *cd*, welche durch ein feststehendes Brett *mo* hindurchgeht. Auf der Axe ist ein Holzcylinder *npqr* befestigt und in diesen sind zwei Metallbleche eingelegt, welche auseinander gebreitet die Form von *s′t′*, *st* in *Fig. 247* besitzen. Jedes dieser Bleche ist an den Stellen *p* und *n* mit einem der Drathenden des Inductors verbunden. Auf den obern Abtheilungen *s′* und *s* der Bleche schleifen nun die beiden Metallfedern 1 und 2 und auf den untern Abtheilungen *t′* und *t* die Federn 3 und 4. Alle vier Federn werden in zwei metallene Ständer *k* und *l* eingeklemmt, welche auf dem Brett *mo* stehen und ausserdem noch Löcher zur Aufnahme der beiden Ueberleitungsdräthe 5 und 6 haben. Die beiden obern Federn dienen dazu, den im Inductor wechselnden Strom mit constanter Richtung dem Schliessungsbogen 5 6 zu überliefern. Zu dem Ende werden sie so gestellt, dass sie in demselben Moment die isolirenden Trennungsstellen zwischen *s′* und *s* der Metallstreifen (welche mit 0° und 180° in der Nebenfigur bezeichnet sind) überspringen, wenn der inducirende Anker die Lage von Pol zu Pol des Magneten hat. Die beiden untern Federn 3 und 4 dagegen haben den Zweck, den inducirten Strom im Allgemeinen unmittelbar zu schliessen und nur dann, mit dem gleichzeitig entstehenden und später zu besprechenden sogenannten Gegenstrom in den Schliessungsbogen 5 6 übergehen zu lassen, wenn der Strom die grösste Stärke hat. Zu dem Ende werden dieselben am vortheilhaftesten so abgeglichen, dass sie die Trennungsstellen zwischen *t* und *t′* überspringen, wenn der Inductor die zur Verbindungslinie der Magnetpole senkrechte Lage hat. Es ist leicht zu übersehen, dass die hier beabsichtigte Wirkung in noch stärkerem Masse erreicht wird, wenn die untern Theile *t′* und *t* der beiden Metallstreifen sägezahnartig ausgeschnitten sind und die Federn 3 und 4 die Unterbrechung und Wiederherstellung des Stromes im Schliessungsbogen so oft bewirken, als isolirende Zwischenstellen, respective Metallzähne vorhanden sind. Ferner ist ersichtlich, dass zur Erreichung der beabsichtigten Wirkung nur eine der beiden Federn 3 oder 4 nöthig ist, wie denn auch Petřina bei grössern für physikalische Laboratorien bestimmten Apparaten die eine Feder fortlässt.

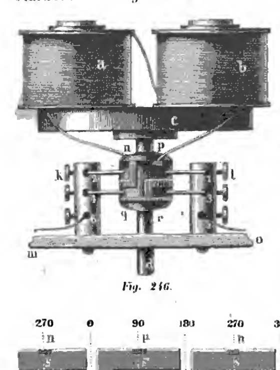


Fig. 246.

Fig. 247.

Was die letzteren Apparate betrifft, so unterscheiden sich dieselben von den zu medicinischen Zwecken bestimmten ausser durch grössere Magnete noch besonders dadurch, dass der Inductor aus zwei übers Kreuz stehenden Ankern zusammengesetzt ist, von denen der eine ein Spulenpaar mit langem und dünnem, der andere eines mit kurzem und dickem Drath trägt, um nach Bedürfniss die Wirkung einer vielplattigen und einer grossplattigen Säule darzustellen. Beide Paare führen ihre Drathenden zu gesonderten Commutatoren, die untereinander auf der Spindel des Inductors, wie *npqr* in der vorigen Figur, befestigt sind, und gegen vier gesonderte Ständer analog *k* und *l* ihre Ströme abgeben. Hierdurch

ist der Vortheil erzielt, dass man beide Arten von Strömen nach Willkür gleichzeitig oder nach einander benutzen kann. Will man chemische Zersetzungen, Glüherscheinungen oder elektromagnetische und elektrodynamische Wirkungen durch den Apparat bewirken, so müssen die Federn 3 und 4 weggenommen werden.

V. Um einen magnetoelektrischen Strom von möglichster Stärke herzustellen, construirte Herr STÖHRER [17] ausser dem im Text beschriebenen noch einen in *Fig. 248* in $^1/_6$ der natürlichen Grösse dargestellten Inductionsapparat von beträchtlicheren Dimensionen, als sie bisher angewendet worden waren. Drei Hufeisenmagnete *a b c*, von denen jeder aus mehren Lamellen besteht, sind mit den Polen nach oben in einem von drei Säulen getragenen Brett *ek* befestigt. Die 6 Pole liegen in einer horizontalen Ebene und bilden ein regelmässiges Sechseck. Ueber diesen drehen sich um die verticale Axe *gh* sechs ebenfalls regelmässig gestellte Inductoren, von denen auf der Zeichnung nur die vier mit *i* bezeichneten sichtbar sind. Die Eisenkerne der letztern stehen auf dem eisernen Ring *r r* und sind in der gewöhnlichen Weise mit Drathrollen umgeben. Der Eisenring ist an einer Holzscheibe *mm* befestigt, und diese ist mit der eisernen Rotationsaxe in fester Verbindung. Letztere wird von dem Schwungrad *d* mittelst Riemen in Drehung versetzt und wird durch Pfannen in *g* und *f* in verticaler Lage erhalten. Am obersten Ende bei *h* trägt die Rotationsaxe den Commutator, der ganz eingerichtet ist wie der im Text beschriebene, nur mit dem Unterschied, dass jede seiner vier Stahlscheiben drei Ausschnitte hat, wie sie durch *z* in der Nebenfigur angedeutet sind, um den Strom der drei Paare von Inductionsrollen umzusetzen, während dort für ein einziges Paar nur ein Ausschnitt nothwendig war. Auf den Stahlscheiben schleifen die beiden Stahlfedern *o* und o_1, welche wie dort in Messingklötzchen eingeklemmt und mittelst eines elfenbeinernen Halters angedrückt werden. Die Federn werden mit ihrem Zubehör gehalten durch das gekrümmte Rohr *t* und stehen längs desselben jede für sich in leitender Verbindung mit den zwei Klemmschrauben, in welchen die zum Schliessungsbogen führenden Dräthe *p* und p_1 festgehalten werden.

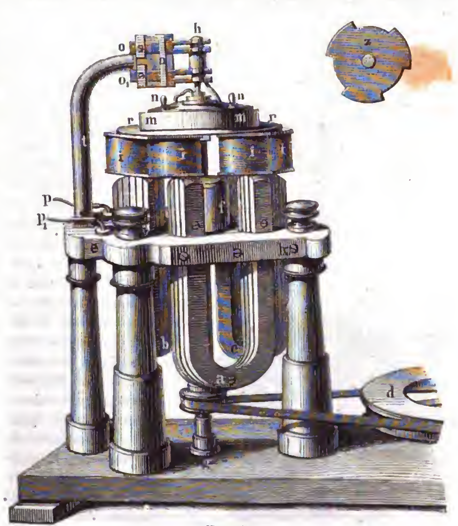


Fig. 248.

Die 12 Drathenden der sechs Inductionsrollen können nun in vierfacher Weise mit einander verknüpft und so verschiedenen Widerständen im Schliessungsbogen angepasst werden. Das etwas umständliche Verfahren ist in der STÖHRER'schen Abhandlung nicht enthalten, wurde vielmehr nachträglich von MÜLLER [18] beschrieben. Die sämmtlichen Drathenden münden nämlich in der an der Axe befestigten Holz-

scheibe *mm*, und über derselben befindet sich eine andere an der Axe mit Reibung drehbare Scheibe, welche mit den Handhaben *nn* auf vier verschiedene Marken eingestellt werden kann, um 1) jede Rolle einzeln mit den beiden zum Commutator führenden Dräthen zu verbinden, um 2) je zwei Spiralen oder 3) je drei Spiralen endweise unter einander und dann mit den Commutatordräthen, und um endlich 4) alle sechs Spiralen unter einander und erst deren letzte Enden mit den Commutatordräthen zu verbinden. — In *Fig. 249* sind die beiden Scheiben in vergrössertem Massstabe im Durchschnitt dargestellt, *mm* bedeutet die an der Rotationsaxe *fh* feste, *nn* die drehbare Scheibe. Zwei Drathenden *uu*, welche in diesem Durchschnitt enthalten sind, führen zu zwei auf der untern Scheibe angeschraubten Metallfedern, auf denen wiederum die Verbindungsdräthe ruhen, welche zu zwei Metallringen *ss* und *uu* auf der obern Scheibe führen. Erst die letzteren sind durch die angedeuteten Dräthe mit dem Commutator in Verbindung. Wie die beiden Drathenden *a* und *a*, verhalten sich nun alle zwölf, und so werden zwölf Federn nothwendig, welche auf der *Fig. 250* in der Ansicht von oben dargestellt und mit 1 ... 12 bezeichnet sind. Jede Feder bildet das Ende eines Drathes und die zugehörigen Spiralen sind durch die mit I ... VI bezeichneten Schlingen angedeutet. Um nun den oben genannten Bedürfnissen zu entsprechen, müssen in der obern Scheibe vier zu den Ringen *s* und *u* führende Drathsysteme angebracht werden, die man sich leicht construiren kann, wenn man die Zeichnung der letzten Figur viermal wiederholt, und jede nächste gegen die vorhergehende um etwas mehr im Bogen verschiebt, als die Breite einer Feder beträgt. Es ist alsdann nicht schwer, mit Berücksichtigung der Stromesrichtung in den Spiralen I ... VI diejenigen Verbindungen in jede Wiederholung einzuzeichnen, welche stattfinden muss, um den vier verschiedenen Zwecken zu entsprechen, und dann nach diesen Zeichnungen die Dräthe in der obern Scheibe anzuordnen. Soll z. B. die zweite Verbindung dargestellt werden, derzufolge je zwei Spiralen unter einander und diese gewonnenen drei Paare mit dem Commutator zu vereinigen sind, so würde man unter Voraussetzung gleicher Stromesrichtung in allen Spiralen folgendermassen verfahren. Man hätte alsdann in der Scheibe *nn* (der vorigen Figur) drei Dräthe zu ziehen, welche in der entsprechenden Lage aus derselben nach unten hervorragend die Federn 2 und 3, 6 und 7, 10 und 11 unter einander in metallische Berührung bringen, drei andere müssten dann die Federn 1, 5 und 9 jede mit dem Metallring *ss* und noch drei andere die Federn 4, 8 und 12 mit dem Metallring *uu* in Verbindung setzen. —

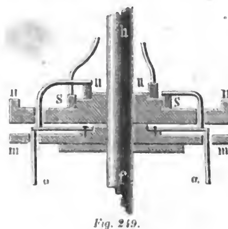


Fig. 249.

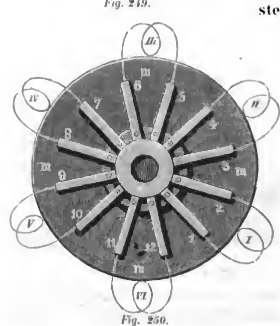


Fig. 250.

Eine Bemerkung ZANTEDESCHI's [19] bezüglich der Verwendbarkeit der magnetoelektrischen Maschinen bringt nichts Neues. Fast dasselbe ist zu sagen über eine Abhandlung PETŘINA's [20], in welcher die Vorzüge der von ihm nach CLARKE's Vorgang gewählten Anordnung vor der nach SAXTON's Vorgang von Herrn STÖHRER befolgten Anordnung auseinander gesetzt wird. Allerdings ist nicht leugnen, dass

die erstere Anordnung den Vorzug besitzt, den Anker näher an die Pole des Magneten zu bringen, die ja oft in 1 Zoll Abstand von dessen Enden liegen; doch darf nicht verkannt werden, dass die Magnetkraft in dem von jeder Stelle des Inductors beschriebenen Kreise nicht symmetrisch zur Verbindungslinie der Pole vertheilt ist, sodass in derjenigen Inductorrolle, welche bei der Drehung von jener Linie nach der Biegung des Magneten sich bewegt, ein Strom von anderer Intensität erregt wird, als in der nach den Enden des Magneten fortschreitenden Rolle. Ob aber der letztbezeichnete Uebelstand den genannten Vortheil compensirt, dürfte bezweifelt werden. Jedenfalls ist die ältere Anordnung dann vorzuziehen, wenn es gilt, wie bei den grösseren STÖHRER'schen Apparaten, mehr als ein Magnetsystem zur Anwendung zu bringen.

VI. Den grossen STÖHRER'schen Apparaten gegenüber vertheidigt SINSTEDEN[21] die kleineren, blos mit einem Hufeisenmagazin versehenen, und meint durch dieselben bedeutendere Wirkungen zu erhalten, als jene aufzuweisen im Stande seien. Seine Apparate sind mit zwei kreuzweis stehenden und einstweilen noch gesondert zu gebrauchenden Inductorpaaren versehen, von denen das eine aus dickem, das andere aus dünnem Kupferdrath aufgewunden ist. Während nun bisher stets die Eisenkerne derselben aus massiven Eisencylindern gefertigt wurden, und während, wie später noch angeführt werden wird, DOVE sich ausdrücklich gegen Kerne erklärt, welche aus Eisendrathbündeln bestehen, giebt SINSTEDEN den letzteren den Vorzug. Ein bedeutender Theil der Abhandlung beschäftigt sich mit der Beschreibung der zur Gewinnung der Magazine angewandten Magnetisirungsmethode, welche schon oben §. 21, N. V. besprochen worden ist.

Andere Untersuchungen SINSTEDEN's[22] bezwecken die Beantwortung der Frage, welche der bisher angewandten Lagen der Bewegungsebenen des Inductors gegen die Ebene der Magnete am zweckmässigsten sei. Er kommt zu dem Resultate, dass die von SAXTON zuerst in Anwendung gebrachte Lage, bei welcher die Inductoren vor den Polenden der Magnete rotiren, constantere Ströme namentlich dann gebe, wenn die Querschnitte der Polenden nicht viel grösser seien, als die der Inductorkerne. Dahingegen gebe die von CLARKE gewählte Stellung, welche nachher von PETŘINA wieder in Anwendung gekommen ist, kräftigere physiologische Wirkungen und stärkere Funken, was sich daraus erklärt, dass eine wesentliche Aenderung des magnetischen Zustandes in den Inductorkernen und somit auch eine Stromerregung nur dann statthabe, wenn der Inductor von einem Magnetschenkel auf den andern übergeht.

Gegen jene Vergleichungen nimmt Herr STÖHRER[23] seine Apparate in Schutz und meint, dass auch diese seit der ersten Beschreibung derselben wesentlich vervollkommnet worden seien. Wohl mit Recht führt er an, es seien dieselben wegen einer sehr beträchtlichen elektromotorischen Kraft im Stande bedeutende Widerstände zu überwinden, und wenn sie auch bei geringen Widerständen schwächere Leistungen darböten, so gewähre ihnen z. B. die Anwendung zur Telegraphie grosse Bedeutung für die Zukunft. Ausser den schon behandelten Magnetisirungsmethoden enthält die Mittheilung mehre technische Angaben bezüglich der Bearbeitung des Stahles und der Darstellung der Eisenkerne. Was die letzteren betrifft, so vertheidigt er die massiven Kerne gegen die aus Drathbündeln bestehenden, ohne jedoch messende Versuche anzustellen.

VII. In England wurden die magnetoelektrischen Maschinen nach einer Mittheilung von HAMEL[24] schon seit 1836 angewandt, um den durch sie erzeugten Strom zur galvanischen Versilberung und Vergoldung zu benutzen. JOHN STEVEN WOOLWICH liess sich 1841 diese Anwendung patentiren und construirte Maschinen in beträchtlichem Massstabe, die mittelst Dampfkraft in Bewegung versetzt wurden. Nun hatte die grösste dieser Maschinen die Eigenthümlichkeit, dass doppelt so viele

Inductorrollen als Magnetpole in Anwendung gebracht waren. Sie bestand nämlich aus 8 Hufeisenmagneten von je 12 Lamellen, welche von den Polenden bis an das äusserste Ende der Biegung $2\frac{1}{2}$ Fuss, in der Breite $2\frac{1}{2}$ Zoll, in gesammter Dicke 4 Zoll und zwischen den Polenden 6 Zoll massen. Diese Magnete liegen im Kreise mit allen Polen nach dem Mittelpunkt gewandt. In diesem befindet sich die Axe eines Rades von $2\frac{1}{2}$ Fuss Durchmesser, welches an der Peripherie 16 Inductoren mit fast 6 Zoll langen Eisenkernen trägt. Die Drehung des Rades erfordert etwa eine Pferdekraft und wird 700 mal in jeder Minute bewirkt.

Hierdurch veranlasst, untersuchte SINSTEDEN[25] die Erfolge einer gleichzeitigen Benutzung der Doppelinductoren näher und fand dadurch ein „wesentliches Verstärkungsmittel" seines blos mit einem Magneten ausgerüsteten Rotationsapparates. Dieses Mittel besteht darin, dass er die schon früher in Anwendung gebrachten übers Kreuz gestellten zwei Paare Inductionsrollen nicht mehr getrennt, sondern gleichzeitig benutzt, und zu dem Ende beide aus derselben Drathsorte anfertigt. Sollen aber die vier Rollen gleichzeitig zur Erregung eines selben Stromes gebraucht werden, so müssen sie an jeder Stelle ihrer vor den Magnetpolen zu beschreibenden Kreisbahn alle gleichzeitig sich entweder unter denselben oder unter entgegengesetzten Phasen der Erregung befinden. Die unter gleicher Phase befindlichen beiden Rollen unterstützen sich unmittelbar, die unter entgegengesetzter aber erst mit Hülfe des Commutators. Wäre diese Bedingung nicht erfüllt, sondern würde, um ein extremes Beispiel zu wählen, ein Spiralenpaar gerade am stärksten inducirt, während das andre sich an der Stelle ohne Erregung befände, so würde das letzte, für den Fall einer paarigen Verknüpfung, eine Nebenschliessung zum eigentlichen Schliessungsbogen bilden, und für den Fall einer endweisen Verknüpfung würde es nur einen todten Widerstand einschalten, ohne die elektromotorische Kraft des ersten Paares zu verstärken. SINSTEDEN findet aber die geforderten Bedingungen an seinen Apparaten bestätigt, denn er gewinnt in Wahrheit eine fast doppelt so grosse Wirkung bei gleichzeitiger Anwendung beider Rollenpaare als bei Anwendung nur eines Paares. Um jedoch die Verstärkung zu erklären, müssen wir auf theoretische Erörterungen verweisen, die erst eine Stelle in §. 40 finden können.

Abermals einen beträchtlichen Fortschritt bieten SINSTEDEN's[26] Bemühungen durch Ausführung eines Princips, welches allerdings schon einmal von PETŘINA[20] herangezogen, aber falsch gedeutet worden ist, und welches demnächst von JACOBI[27] in Anwendung kam, ohne jedoch weiter beachtet worden zu sein. Dieses Princip besteht darin, nicht allein die Polenden des rotirenden Ankers zur Inductionswirkung zu benutzen, sondern vielmehr den ganzen Anker und namentlich dessen Mitte mit Drath zu umwinden. Dieser Vortheil leuchtet sofort ein, wenn wir auf die Untersuchungen von JACOBI und LENZ verweisen — §. 16, N. VI. —, zufolge deren bei Elektromagneten gerade wegen der stärksten Inductionswirkung der Mitte auf die dort vorhandene grösste Quantität des Magnetismus geschlossen wurde. Und wenn auch bei der im vorliegenden Fall an den Enden statthabenden Erregung der Eisenkerne jenes Verhältniss etwas geändert wird, so bleibt in der Mitte doch immer eine gegen die Enden überwiegend stärkere magnetische Vertheilung. Wie nun dieser Vortheil benutzt wird, lässt sich aus der schematischen Darstellung der *Fig. 251* übersehen. Während nämlich früher die Eisenkerne vor den Polen rotirten und durch ein vorgeschraubtes Eisenkreuz verbunden wurden, fällt jetzt das Verbindungsstück fort und die Eisenkerne bewegen sich bei

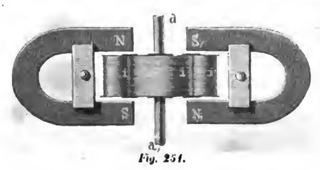


Fig. 251.

ihrer Rotation zwischen den beiden Schenkeln N und S, $N_{,}$ und $S_{,}$ zweier gegenüberliegender Hufeisenmagnete hindurch. Die Magnete sind aus gelb angelassenem Gussstahl gefertigt und wiegen je $17\frac{1}{2}$ Pfund. Sie haben eine constante Tragkraft von 110 Pfund. Der innere Abstand der Schenkel beträgt $3\frac{5}{8}$ Zoll und ihre Dicke $2\frac{1}{4}$ Zoll. Die vier Eisenkerne sind aus möglichst dünnem weichen Eisendrath zusammengesetzt, sind $3\frac{1}{2}$ Zoll lang, $1\frac{1}{2}$ Zoll dick und wiegen je $1\frac{1}{2}$ Pfund. Auf jeden Eisenkern sind 2 Pfund übersponnenen Kupferdrathes von 1 Millimeter Dicke in 840 Windungen gelegt. — Ausser dem erwähnten Hauptvortheil wird aber auch die Magnetkraft durch diese Anordnung noch um deswillen höher ausgenutzt, weil jetzt die Inductoren den Polen näher kommen, und weil bei Hufeisenmagneten die Vertheilung wegen der gegenseitigen Wirkung beider Schenkel auf den Innenseiten eine stärkere ist als an irgend anderen Stellen.

Ein besonderes Interesse bieten noch die theoretischen Erörterungen dar, mittelst deren die Vortheile der aus Drath zusammengesetzten Eisenkerne vor den massiven nachgewiesen werden. Es kommt nämlich vor Allem darauf an, dass die Kerne der Inductoren möglichst rasch Magnetismus aufnehmen, und denselben ebenso rasch wieder abgeben. Setzt man nun auf die Polenden eines Hufeisenmagneten zwei Eisenstäbe in der Richtung von deren Axen auf und verbindet dieselben durch Querstäbe, so lassen sich durch eine kleine Prüfungsnadel an allen Berührungsstellen je zweier Stücke um so leichter beide entgegengesetzte freie Magnetismen nachweisen, je unvollkommener die Berührung ist. Die Art und Weise dieser Vertheilung führt aber zu der Annahme, dass, wenn ein massiver Anker wie sn in dem Schema der *Fig.* 252 auf die Pole N und S eines Hufeisens aufgelegt wird, in ihm die magnetische Vertheilung eine Richtung hat, wie sie durch die eingezeichneten Pfeile angedeutet wird. An den Berührungsstellen des Ankers und der Pole zeigt sich jedoch freier Magnetismus von der den benachbarten Polen entgegengesetzten Art, und indem dieser sich zu neutralisiren strebt, benutzt er die nicht unmittelbar magnetisch erregte Eisenmasse a des Ankers um durch diese hindurch eine Ausgleichung fortzusetzen. Dem entsprechend verhält sich aber der massive Anker, wenn man ihn allein betrachtet, wie ein geschlossener Magnet. In geschlossenen Magneten dauert jedoch, auch wenn sie aus dem weichsten Eisen bestehen, der magnetische Kreislauf in der Form des remanenten Magnetismus noch lange fort, nachdem die vertheilende Ursache aufgehört hat zu wirken, und so erklärt sich die Trägheit massiver Anker beim Annehmen und Abgeben des Magnetismus. — Bedeute dagegen $s'n'$ in *Fig.* 253 einen Anker, der nach der Richtung der Horizontallinien aus einzelnen Dräthen zusammengesetzt ist. In ihm ist eine magnetische Vertheilung durch die Pole $N_{,}$ und $S_{,}$ nach der Querrichtung infolge der Discontinuität des Eisens sehr erschwert, die Vertheilung findet also, wie solches durch die eingezeichneten Pfeile angedeutet ist, allein parallel zu der Längsausdehnung der Dräthe statt. Unter solchen Umständen ist aber ein geschlossener magnetischer Kreis in der Masse des Ankers nicht wohl anzunehmen, und somit erklärt es sich, dass derselbe sofort nach dem Entfernen der Magnetpole seinen Magnetismus verliert und ihn ebenso momentan mit dem Anlegen derselben wieder gewinnt. Als Stütze für diese Ansichten wird noch hinzugefügt, dass ein vor einem Hufeisenmagneten liegender massiver Anker, einem runden auf einem Tisch liegenden Eisen entgegengehalten, dieses anzieht, während ein aus Dräthen zusammengesetzter Anker dasselbe abstösst. Die beiden Magnetpole erregen nämlich in beiden Fällen in dem

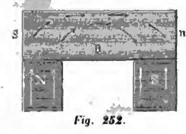


Fig. 252.

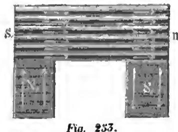


Fig. 253.

Eisenstück die ihnen entgegengesetzten Pole an den nächsten Enden. Der massive Anker *sn* hat aber auf der von *N* abgewandten Seite Nordpolarität, und auf der von *S* abgewandten Südpolarität, woher sich die Anziehung erklärt, während der discontinuirliche Anker $s_, n_,$ auf der ganzen Seite $s_,$ Südpolarität, und auf der ganzen Seite $n_,$ Nordpolarität hat, woraus sich die Abstossung erklärt. — Diese besonders grosse Beweglichkeit des Magnetismus in den discontinuirlichen Drathankern macht dieselben aber entsprechend der Erfahrung besonders geschickt, als Eisenkerne bei magnetischen Inductionsmaschinen verwandt zu werden.

VIII. Ohne Pixii's Apparat zu kennen, indem eine Beschreibung desselben erst am 20. März 1833 der königlichen Gesellschaft zu London mitgetheilt wurde, construirte Ritchie [28] eine auf ähnlichen Grundlagen beruhende Maschine. Vier mit Kupferband umwundene Eisenstäbe waren parallel und in geringem Abstand symmetrisch zu einer horizontalen Axe befestigt und konnten mit derselben im Kreis gedreht werden. Ein unter dieser Vorrichtung stehender Hufeisenmagnet wurde beim Drehen von jedem dieser Stäbe an beiden Polen fast gestreift, wodurch dieselben momentane magnetische Polarität aufnahmen und somit auf die umgebenden Kupferstreifen inducirend wirkten. Alle so entstehenden Ströme wurden durch eine einfache Vorrichtung zu zwei Näpfchen geführt, welche den Schliessungsbogen aufnahmen. Um einen Strom von constanter Richtung zu erhalten, war der Apparat so beschaffen, dass blos der beim Annähern inducirte Strom zu Stande kam, während der beim Entfernen inducirte verloren ging.

Ferner beschrieb Watkins [29] einen Apparat, welcher nichts anderes ist als ein magnetoelektrischer Elektromagnet, der durch seinen beständigen Polwechsel eine benachbarte Magnetnadel in Drehung erhält.

Ein Versuch Sturgeon's [30] ging dahin, einen Strom von constanter Richtung in einer Kupferdrathspirale ohne Eisenarmatur durch Magnetoinduction hervorzurufen. Zwischen den Schenkeln eines Hufeisenmagneten *nas* in *Fig. 254* wird um die mit dessen Symmetrieaxe zusammenfallende Spindel *rr'* eine Kupferdrathspirale in Rotation versetzt, deren Windungen parallel der Linie *cdef* gelegt sind. Die Enden dieser Spirale sind mit einem zu zwei Quecksilbernäpfchen führenden Commutator verbunden, welcher den ursprünglich wechselnden Strom in constanter Richtung dem andererseits mit jenen Näpfchen in Verbindung gebrachten Schliessungsbogen überliefert. Mit diesem Apparat sind allerdings galvanometrische, physiologische, chemische und Lichtversuche mit Erfolg angestellt worden, doch ist die Stromstärke der Erwartung entsprechend nicht sehr erheblich.

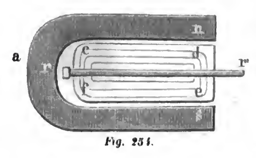


Fig. 254.

Ganz ähnlich Ritchie's Apparat ist eine Vorrichtung Dujardin's [31] beschaffen, bei welcher ein Eisenstab durch Rotation um eine ihm parallele Axe den Polen eines Hufeisenmagneten bald angenähert, bald von ihnen entfernt wird. Die Rotation geschieht im Innern einer grossen Kupferdrathspirale, welche durch einen Inductionsstrom auf diese Vorgänge reagirt. — Eine andere ebenfalls früher von Ritchie [32] und später von Dujardin [31] in Vorschlag gebrachte Maschine ist wesentlich beschaffen wie die gewöhnlichen, nur dass nicht der rotirende Anker, sondern die Polenden des ruhenden Hufeisenmagneten oder gleichzeitig jener und diese mit den Inductionspiralen umwunden sind. Die letztern empfinden also die in ihrem Innern vorgehenden Veränderungen des Magneten, mit denen er auf die vor ihm statthabenden Bewegungen des Ankers zurückwirkt. — Bezüglich einer dritten Vorrichtung, die namentlich für praktische Zwecke geeignet sein soll, sind nur Andeutungen gegeben [33], aus denen jedoch Brequet [34] Veranlassung zu einer Reclamation entnahm.

Eine magnetoelektrische Maschine, welche durch den Erdmagnetismus erregt wurde, construirten PALMIERI und SANTI LINARI [35], indem sie 10 mit isolirtem Kupferdrath umwundene Flintenläufe auf eine horizontale Axe steckten und mittelst derselben im magnetischen Meridian in rasche Rotation versetzten. Der erzielte Inductionsstrom war stark genug um empfindliche Schläge zu ertheilen, Wasser zu zersetzen und Funken zu erzielen. — Aber auch ohne Kerne von weichem Eisen erlangte PALMIERI [36] durch fortgesetzte Bemühungen ähnliche Resultate, indem er Drathrollen von grossem Durchmesser und von elliptischer Gestalt benutzte. Mit einer solchen elliptischen Spirale, deren grosse Axe 2,2 Meter und deren kleine 0,6 Meter mass, welche 200 Windungen hatte und um die grosse senkrecht zum magnetischen Meridian gestellte Axe gedreht wurde, erhielt er Funken, chemische und physiologische Wirkungen.

IX. Pachytrop nennt DOVE [37] eine Vorrichtung, welche zum Zweck hat, in einfacher Weise die beiden Drathrollen des magnetoelektrischen Inductionsapparates entweder zu einem Stromleiter von doppelter Länge — für physiologische und chemische Versuche — oder zu einem Leiter von doppeltem Querschnitt und einfacher Länge — für physiologische Versuche — zu verbinden. Die von DOVE beschriebene Vorrichtung ist in den beiden Lagen durch die *Figg.* 255 und 256 dar-

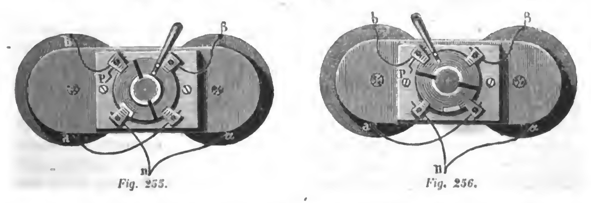


Fig. 255. *Fig.* 256.

gestellt. Die beiden grösseren nebeneinander liegenden Kreise bedeuten die in der Richtung der Axen und vom Anker her gesehenen Rollen. Ferner bedeuten a und α die beiden innern, b und β die beiden äussern, und p und n diejenigen beiden Drathenden, welche bezüglich zur Welle des Inductionsapparates oder zu der von derselben isolirten Hülse führen. Nun ist auf der Rückseite des Ankers eine in der Zeichnung weiss gelassene Platte von isolirender Substanz aufgeschraubt, und auf dieser sind wiederum vier Kupferplättchen befestigt. Unter drei der letzteren sind die Drathenden a, b und β eingeklemmt und unter dem vierten ein Drathende, welches nach n führt und gleichzeitig mit α communicirt. Unter diesen vier Plättchen lässt sich mittelst einer Handhabe eine in zwei Hälften gespaltene zur Rotationsaxe des Apparates concentrische Kupferscheibe drehen, in welcher ein ausgeschnittenes Stück durch Elfenbein ersetzt ist. Je nach den Lagen der Handhabe, wie sie beide Figuren darstellen, und somit je nach den Lagen des Durchschnittes und des Ausschnittes der Kupferscheibe, lässt sich leicht verfolgen, dass im ersten Falle der Strom den Weg $pba\beta\alpha n$ — welcher mit physiologisch bezeichnet werden mag — im zweiten aber den Weg $p\begin{pmatrix} b\,a \\ \beta\,\alpha \end{pmatrix}n$ — welcher physikalisch heissen mag — verfolgt.

Einfacher ist der von STÖHRER [38] construirte und seinem kleinen Apparate (*Fig.* 259) beigegebene und in *Fig.* 257 (Seite 410) dargestellte Pachytrop. Die auf beiden Figuren mit h bezeichnete Holzrolle ist nämlich auf der Oberseite geebnet und daselbst mit vier im Kreise stehenden Metallplättchen 1. 2. 3. 4. versehen. Unter diese sind die vier von den Rollen kommenden Drathenden eingeklemmt und zwar

die beiden an den schwarzen Perlen kenntlichen unter 1 und 2 und die mit weissen Perlen versehenen unter die ebenfalls nebeneinander liegenden Plättchen 3 und 4. Concentrisch zu den Plättchen lässt sich mittelst einer Handhabe eine Scheibe drehen, welche an ihrer Peripherie mit zwei unter einander nicht in leitender Verbindung stehenden Metallgabeln versehen ist. Oeffnung und Abstand dieser Gabeln ist nun so gewählt, dass bei einer Bewegung der Handhabe nach links durch die linke Gabel beide schwarz bezeichneten Enden, und durch die rechte Gabel beide weiss bezeichneten in metallische Berührung kommen. Da aber der mit *i* bezeichnete zum Commutator führende Drath zu dem Plättchen 1, und der mit *k* bezeichnete zu dem Plättchen 4 führt, so würde in dieser Lage der Commutator und mit ihm der Schliessungsbogen den Strom einer einfachen Zahl von Windungen mit doppeltem Querschnitt empfangen. Wird dagegen die Handhabe möglichst weit nach rechts gedrückt, so verbindet die rechts liegende Gabel die beiden mittleren Dräthe, während die links liegende Gabel ausser Function gesetzt ist; der Schliessungsbogen empfängt somit den Strom einer doppelten Zahl von Windungen mit einfachem Querschnitt.

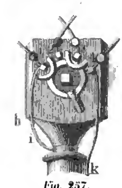


Fig. 257.

X. Halten wir den im Text gemachten Unterschied zwischen magnetoelektrischen und elektrodynamischen Inductionsapparaten fest, so möchte sich eine stufenweise Heranbildung der letztern bis zur RUHMKORFF'schen Maschine in folgender Weise entwickeln lassen.

POHL [39] construirte eine Maschine zur Gewinnung von Inductionsströmen mittelst eines Elektromagneten, vor dessen Polen ein mit vielen von einander isolirten Drathwindungen umgebener Anker ruhte. Der Elektromagnet wurde blos durch ein einfaches grossplattiges galvanisches Element erregt, und mittelst eines Gyrotropen im raschen Wechsel in seiner Polarität verändert. Dadurch entstand in dem Drath des Ankers ein Strom von solcher Beschaffenheit, wie er nur durch eine vielplattige Säule hätte hervorgebracht werden können. Mit der Axe des Gyrotropen war noch ein anderer Gyrotrop in Verbindung gesetzt, der den gewonnenen Inductionstrom der Art umsetzte, dass er den Schliessungsbogen beständig in derselben Richtung durchfloss. Der Apparat ist also nichts anderes als eine unwesentliche Modification von FARADAY's geschlossenem Eisenring, §. 34, N. III.

Aehnlich, nur ungleich unvollkommener, ist ein von GIBBS [40] beschriebener Apparat beschaffen. Die inducirende Spirale ist nämlich auf einer Hälfte oder in der Mitte eines geraden Eisenstabes und dem entsprechend die Inductionsspirale auf der andern Hälfte oder auf den beiden Enden eines geraden Eisenstabes aufgewunden. Der erste Drath war mit einer stromunterbrechenden Vorrichtung versehen und die Enden des andern wurden mit dem Schliessungsbogen in Verbindung gesetzt.

Von gleich untergeordnetem Werthe sind WRIGHT's [41] Versuche, um die vortheilhafteste Form der Inductionsspiralen zu finden, sowie HENLEY's [42] Construction einer Inductionsmaschine. Beide dürften kaum etwas Erwähnenswerthes darbieten.

Nicht viel mehr ist zu sagen von STRIPE's [43] Vorrichtung. Dieselbe hat nur um deswillen ein Interesse, weil sie unter einem andern Namen mit unwesentlichen Abänderungen neuerdings wieder in Aufnahme gekommen ist. Das wesentlichste Kennzeichen dieses Apparates besteht darin, dass ein Eisenkern in die gemeinschaftliche Hülse der inducirenden und inducirten Drathspirale mehr oder weniger eingesenkt werden kann, um danach die Wirkung nach Bedürfniss zu ändern. Als Unterbrechungsvorrichtung wird RITCHIE's rotirender Elektromagnet (*Fig. 179* auf Seite 310) in Anwendung gebracht.

Wichtiger jedoch ist eine Beobachtung MASSON's [44], dahin gehend, dass die Wirkung des Inductionsstromes ein Maximum erreicht, wenn man den

primären Strom immer häufiger unterbricht, und dass dieses Maximum einer desto grösseren Unterbrechungszahl entspricht, wenn die Stärke des primären Stromes erhöht wird. — Dieselbe Beobachtung und gleichzeitig die Erklärung davon findet sich mitgetheilt in einer Correspondenz zwischen NESBIT und STURGEON [45]. Ersterer hatte nämlich einen aus zwei gesonderten Spiralen mit einliegendem Eisendrathbündel bestehenden Inductionsapparat von beträchtlichen physiologischen Wirkungen construirt, dessen inducirender Strom mittelst eines Zahnrades und schleifender Metallfeder sehr rasch unterbrochen und wiederhergestellt werden konnte. Indem er nun die Meinung äusserte, dass mit zunehmender Häufigkeit der Unterbrechungen auch die Stärke der Inductionswirkung vermehrt werde, wandte STURGEON ein, dass bei beträchtlicher Vermehrung der Unterbrechungen dieselbe endlich eine Einbusse erfahren müsse. Der Magnetismus im Eisenkern gebrauche nämlich eine gewisse Zeit, um entstehen und vergehen zu können, und wenn die Zeit zwischen zwei Unterbrechungen zu dem bezeichneten Vorgang zu kurz sei, so müsse der davon abhängige Antheil der gesammten Inductionswirkung ebenfalls aussen bleiben. NESBIT folgte nun dieser Aufforderung und fand wirklich bei mehr als 3000 Unterbrechungen in der Minute ein Nachlassen der Inductionswirkung.

XI. Den ersten auch für physikalische Wirkungen kräftigeren Inductionsapparat, gewissermassen das Vorbild des RUHMKORFF'schen, construirten MASSON und BREQUET [46]. Namentlich bedienten sie sich zu ihren später zu beschreibenden Versuchen einer hohlen Spirale M in *Fig. 258*, bestehend aus zwei nebeneinander aufgewundenen, mit Baumwolle umsponnenen Kupferdräthen von je 650 Meter Länge, ferner zweier massiver Gewinde N von ebenfalls 650 Meter Kupferdrath und eines Gewindes von derselben Drathlänge, das sich von M nur durch eine kleinere Oeffnung unterschied. Die massiven Gewinde N konnten gerade in die cylindrische Höhlung von M eingeschoben oder konnten mit einem 27 Kilogramm schweren Eisencylinder von gleichen Abmessungen vertauscht werden. — Wegen Wiederholung und Erweiterung der MASSON-BREQUET'schen Versuche von SINSTEDEN [47] mit noch kräftigeren Spiralen muss ebenfalls auf später verwiesen werden.

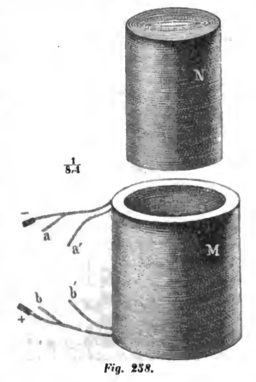


Fig. 258.

Hierher gehört auch eine besondere Anwendung des schon früher — §. 30, N. III. — beschriebenen STÖHRER'schen elektromagnetischen Rotationsapparates. Wenn man nämlich die Klemmschraube z in den *Figg. 180* und *181* auf Seite 312 direct mit der Feder 4 in Verbindung setzt, dann bewegt sich der galvanische Strom von k über a durch die horizontale Welle nach den Windungen des Elektromagneten d und kehrt, ohne die Multiplicatorwindungen $b\,c$ zu durchlaufen, unmittelbar über z zu seiner Quelle zurück. Nun ist das Rad r mit einer Kurbel versehen, und wenn man durch dieselbe das Rad und somit vermittelst der horizontalen Welle den Elektromagneten in dem Multiplicator in rasche Rotation versetzt, so erregt er in demselben Inductionsströme von stets wechselnder Richtung. Da nun aber der Multiplicatordrath in den Federn 2 und 5 endet, und diese auf den Commutatorscheiben schleifen, so wird, wie man leicht übersieht, der wechselnde Inductionsstrom mit constanter Richtung einem Schliessungsbogen überliefert, der die beiden Federn 1 und 3 mit einander in Verbindung setzt. Soweit dürfte also der Apparat als eine Modification des SAXTON'schen betrachtet werden, bei

welcher der gewonnene Inductionsstrom stark genug ist, um heftige Stösse zu ertheilen und Platindrath zum Glühen zu bringen u. s. w. Wenn man nun die Rotation des Magneten mit einem Gewicht bewirkt, welches an einer um die Axe des Rades *r* geschlungenen Schnur aufgehängt ist, so dreht sich der Magnet mit derselben Geschwindigkeit, mag der Multiplicator weggenommen sein, oder mag er sich ungeschlossen an seiner Stelle befinden. Sobald man aber den Multiplicator durch Verbindung der Federn 1 und 3 mittelst eines starken Drathes schliesst, so erfolgt sofort eine Abnahme in der Geschwindigkeit der Rotation, und zwar eine um so grössere, mit je grösserer Kraft der Magnet in Bewegung versetzt worden war. Die Erklärung dieser Thatsache liegt auf der Hand. Der rotirende Magnet inducirt nämlich in der Multiplicatorspirale einen Strom von solcher Richtung, dass er allein dem Magneten die entgegengesetzte Bewegung ertheilen würde. Da der letztere aber schwächer ist als die inducirende Kraft, so wird diese — welche am letzten Ende nichts anderes ist, als das bewegende Gewicht — blos beeinträchtigt, und sonach ist eine Verlangsamung der Rotation des Magneten das Ergebniss des Vorganges.

Vielseitige Anwendung, namentlich bei Versuchen mit Inductionsströmen gewährt ein von WARTMANN [48] angegebener Apparat. Derselbe besteht, wie die *Figg.* 259 bis 264 schematisch darstellen, aus drei gleich grossen Metallrädern

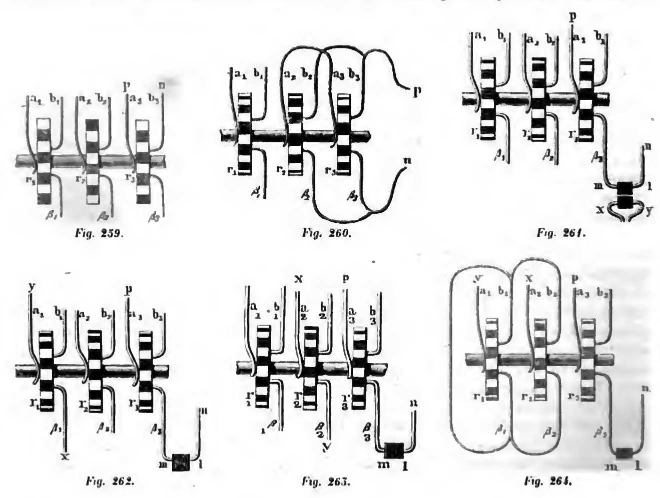


Fig. 259. Fig. 260. Fig. 261.

Fig. 262. Fig. 263. Fig. 264.

r_1, r_2, r_3, mit je 12 Zähnen an der Peripherie, deren Lücken mit hartem Holz ausgelegt sind. Alle drei stecken auf derselben horizontalen Welle und können mit ihr im Kreise gedreht werden. Auf jedem schleifen drei Metallfedern, und zwar je eine a_1, a_2, a_3, an der Seite des Rades, sodass sie beständig mit ihm in metallischer Berührung bleibt, und je zwei andere auf der Peripherie desselben, doch so, dass die einen b_1, b_2, b_3, stets auf dem Metall oder auf dem Holz ruhen, wenn die

andern β_1, β_2, β_3, auf dem Holz oder auf dem Metall ruhen. Die beiden äussern Räder sind gegen die Federn gleich gestellt, das mittlere ist aber so gerichtet, dass die $\begin{Bmatrix}\text{obere}\\ \text{untere}\end{Bmatrix}$ Feder stets das $\begin{Bmatrix}\text{Holz}\\ \text{Metall}\end{Bmatrix}$ berührt, wenn die entsprechenden Federn der äusseren Räder das $\begin{Bmatrix}\text{Metall}\\ \text{Holz}\end{Bmatrix}$ berühren. Bezeichnet man nun den positiven und negativen Pol des Rheomotors mit p und n, und bezeichnet man mit m und l die Enden der inducirenden und mit x und y die beiden Enden der inducirten Spirale, so kann man durch verschiedene Verbindungen dieser Pole und Drathenden mit den Federn des Apparates, sowie durch geeignete Verknüpfung der letztern untereinander die in den Figuren dargestellten sechs besonders häufig vorkommenden Combinationen bilden. Die Figuren selbst sind an sich verständlich. Es dient aber:

1) Die Verbindung der *Fig. 259* dazu, um den Strom im unmittelbaren Schliessungsbogen des Rheomotors discontinuirlich zu machen.

2) Die Verbindung der *Fig. 260* ist geeignet, um den Strom einer Kette in dem Schliessungsbogen a_2 a_3 alterniren zu lassen.

3) Verbindet man nach Art der *Fig. 261*, dann gehen die Inductionsströme in dem Bogen xy in alternirender Richtung, indem blos das Rad r_3 zur Unterbrechung des primären Stromes benutzt wird.

4) Die Combination der *Fig. 262* lässt in der inducirten Spirale und deren Verbindungstheilen blos den Schliessungsstrom und

5) die Combination der *Fig. 263* blos den Oeffnungsstrom zu Stande kommen, indem im vorigen Falle die inducirte Spirale mit der inducirenden zugleich geschlossen und geöffnet wird, in diesem Falle aber die eine gerade $\begin{Bmatrix}\text{geschlossen}\\ \text{geöffnet}\end{Bmatrix}$ wird, wenn die andere $\begin{Bmatrix}\text{geöffnet}\\ \text{geschlossen}\end{Bmatrix}$ wird.

6) Bei der Verbindung der *Fig. 264* endlich gehen beide, der Oeffnungs- wie der Schliessungsstrom in derselben Richtung durch die leitende Verbindung der beiden Federn $b_{\prime}$ und $\beta_{\prime}$.

XII. In Bezug auf den im Text beschriebenen elektrodynamischen Inductionsapparat muss noch bemerkt werden, dass derselbe in der von Herrn Ruhmkorff ihm gegebenen Form wohl schwerlich den letzten Grad der Vollkommenheit erreicht hat, dass vielmehr sogar schon seit dem Termin, bis zu welchem unser Buch zu berichten hat, ganz wesentliche Verbesserungen angebracht worden sind. Wenn auch im Allgemeinen auf die dahin einschlagenden Abhandlungen von Poggendorff, Gaugain, Du Moncel, Stöhrer, Sinsteden, Halske u. A. verwiesen werden muss, so dürfte es doch der Wichtigkeit des Gegenstandes entsprechen, wenn theils schon ausgeführte, theils einer weiteren Beachtung würdige Verbesserungsvorschläge demnächst kurz zusammengestellt werden.

Zuvörderst hat der Ruhmkorff'sche Apparat die Unbequemlichkeit, dass alle seine Bestandtheile zu einem unveränderlichen Ganzen mit einander verbunden sind. Um den Einfluss jedes einzelnen Bestandtheiles auf die Gesammtwirkung des Apparates ermessen zu können, ist es aber nothwendig, an jedem derselben Modificationen eintreten zu lassen, ohne dadurch die übrigen in ihrer Anordnung zu stören. Trennung der einzelnen Bestandtheile ist also das nächste Erforderniss und für jeden derselben dürften bis auf Weiteres folgende Anordnungen zweckmässig erscheinen.

1) Die Inductionsrolle. Um starke elektrische Spannungen an den Enden der Inductionsrolle zu erzielen, wird eine möglichste Isolation der einzelnen Windungen erforderlich, widrigenfalls sich die Elektricitat zwischen denselben Kanäle bahnt, durch welche sie sich ohne an die Enden zu gelangen, ausgleicht. Eine Umspinnung mit Seide genügt nicht. Eine bessere Isolation gewährt eine Tränkung

des umsponnenen Drathes in Schellackfirniss oder ein Ueberstreichen jeder aufgewundenen Lage mit einer heissen Mischung von gleichen Theilen Wachs und Schellack. Doch tritt auch hier der Nachtheil entgegen, dass nach dem Erhärten desselben die einmal durchschlagenen Stellen für immer den Uebergang der Elektricität erleichtern. Flüssige Isolatoren wie Terpentinöl, oder weiche, wie eine Mischung aus Wachs und venetianischem Terpentin helfen jenem Uebelstand wohl ab, führen aber den neuen mit sich, dass sie eine grössere räumliche Annäherung der Drathwindungen an einigen Stellen und dem entsprechende grössere Entfernung an andern nicht verhindern und somit wiederum das Ueberschlagen der Elektricität erleichtern. Demzufolge möchte eine Tränkung des Drathes vor dem Aufwinden in Kautschuklösung der Erwägung unterbreitet werden. Man würde hierbei allerdings mit der Klebrigkeit derselben vor dem völligen Eintrocknen zu kämpfen haben, könnte dem aber durch Aufstreuen eines isolirenden Pulvers (von Bernstein oder einem andern Harz) begegnen. Noch vollständiger würde alsdann die Isolation bewirkt werden, wollte man zwischen jede aufgewundene Drathlage eine dünne Lamelle von unvulkanisirtem Kautschuk ausbreiten, oder noch besser nach der sogleich zu besprechenden Anordnung verfahren.

Ein weiterer Uebelstand der RUHMKORFF'schen Construction ist darin zu suchen, dass die einzelnen Lagen der Inductionsrolle sich sofort über die ganze Länge derselben erstrecken, indem dadurch an den Enden der Rolle Windungen von so grosser Spannungsdifferenz über einander zu liegen kommen, dass infolge dessen ein Durchschlagen der Zwischenschichten erleichtert wird. Zweckmässiger ist es daher, den zu inducirenden Drath in drei oder mehren Abtheilungen aufzuwinden, und diese, nachdem sie über die zu inducirende Rolle geschoben sind, endweise mit einander zu verbinden. — Aber nun fragt es sich, welches Material zu den Spulen zu benutzen sei, auf welche der Drath gewunden werden soll. Es ist dazu namentlich Holz, Pappe, Glas und Gutta-Pertscha vorgeschlagen worden. Was Holz und Pappe betrifft, so isoliren sie nicht genügend und müssen in ziemlicher Dicke angewendet werden, wenn sie sich nicht verziehen sollen. Glas ist zu zerbrechlich und Gutta-Pertscha von zu geringer Dauer. Um aber dennoch das letztere Material wegen der bekannten sonstigen Vortheile verwenden zu können, möchte es gerathen sein, die Rolle unabhängig von der Spule zu winden, und zwar in folgender Weise: Auf einen Stab von geeigneter Dicke werden zwei Seitenwände von Holz geschoben und in solchem Abstand mit Schrauben oder Keilen befestigt, dass er der beabsichtigten Breite der Inductionsrolle entspricht. Zwischen beiden Seitenwänden wird der Stab durch leicht zu findende Mittel so weit verdickt als der Hohlraum der Rolle betragen soll. In diese provisorische Spule wird nun der Drath nach Art der *Fig* 265, abwechselnd mit Seidenband, das vorher in Kautschuk- oder Schellacklösung getränkt war, geschichtet. Die Figur stellt nämlich einen Längsschnitt der Rolle zur einen Hälfte schematisch dar. Die kleinen Kreise bedeuten die Drathdurchschnitte und die zwischen ihnen befindlichen Linien die Bandlagen. Würde man in *a* z. B. die Windungen beginnen, so würde man zuvor auf dem Grund der Spule Bandstreifen parallel zur Axe befestigen und auf dieselben einige Windungen legen, dann die Bänder über die letzteren zurückschlagen und den Rest der ersten Lage, sowie einige Windungen der zweiten Drathlage über diese Bandstreifen bringen. Werden dann die Bänder wieder längs der Axe zurückgelegt und fährt man in dieser Weise fort zu winden, so halten sich, wie leicht zu sehen ist, die Bandlagen und die Drathwindungen gegenseitig auch dann noch in der angewiesenen Form, wenn man den Holzkern und die festen Seiten-

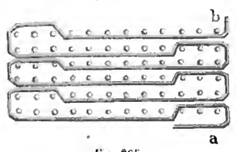


Fig. 265.

wände entfernt. Dass man durch Verkitten der einzelnen Lagen mit warm aufgetragenem Schellack und Wachs oder mit andern derartigen Mitteln dem Ganzen mehr Festigkeit geben kann, ist ersichtlich, sowie denn auch nur erwähnt zu werden braucht, dass bei dieser Anordnung di jenigen Drathwindungen am stärksten und zwar durch zwei Bandlagen von einander isolirt sind, in welchen die Spannungsdifferenz am bedeutendsten ist, während die isolirende Zwischenschicht da ganz fehlt, wo die Spannungsdifferenz die geringste sein muss.

Da nun die Wirkung der inducirenden Spirale, namentlich aber die des einzulegenden Eisendrathbündels in der Mitte grösser ist als an den Enden, ist es zweckmässig, nach den vorstehenden Angaben mehre Rollen von verschiedener Drathlänge anzufertigen und diese symmetrisch auf einen Hohlcylinder von Gutta-Pertscha mit Zwischenlegung von isolirenden Platten aus gleichem Material zu stecken, damit sie endweise zu einer gemeinsamen Inductorrolle verknüpft werden können.

2) Die inducirende Rolle ist in ihrer Construction so einfach, dass kaum eine andere Bemerkung zu dem im Text Gesagten hinzugefügt zu werden braucht, als dass es zur Vervielfältigung der Versuche wünschenswerth erscheint, statt eines einzigen zwei Dräthe nebeneinander aufzuwinden, die endweise oder neben einander verknüpft oder einzeln gebraucht werden können. Was dagegen die Stellung der inducirenden und somit auch die der über sie zu schiebenden Inductionsrolle betrifft, so ist eine verticale Stellung der von Ruhmkorff gewählten horizontalen bei weitem vorzuziehen. Wenn man bedenkt, dass in dieser Lage blos eine Seite isolirt zu werden braucht und dass eine Sonderung der einzelnen Apparattheile sich leichter bewirken lässt, so wird die Abänderung genügend motivirt sein.

3) Der Eisenkern besteht in Ruhmkorff's Spirale aus einem Bündel dicker Dräthe, von denen jeder auf der Cylinderfläche gefirnisst ist, welche aber alle mit beiden Enden eine aufgeschraubte Eisenplatte berühren. Wie sich später herausstellen wird, wirken die Eisendräthe um deswillen kräftiger als ein massiver Eisenkern, weil der auf der Gesammtoberfläche bei Aenderungen des primären Stromes hervorgerufene Inductionsstrom nicht zu Stande kommen kann. Wenn nun auch eine Ausgleichung desselben ausserhalb der Spirale, wie es bei einer gemeinsamen Berührung aller Dräthe mit der metallenen Deckplatte der Fall sein muss, der beabsichtigten Wirkung auf die Inductionsrolle nur einen geringen Eintrag thut, so kann doch auch diese vermieden werden, wenn man die Deckplatten gänzlich fortlässt. Ferner sind dünne Eisendräthe den dicken bedeutend vorzuziehen, indem sie leichter herzustellen sind und bei gehöriger Güte des Materials den Magnetismus leichter annehmen und abgeben als die dickern Dräthe. Eine besondere Isolation ihrer Oberfläche ist kaum nothwendig, indem sie durch das Glühen mit einer schlecht leitenden Oxydhaut überzogen sind.

Einen weitern Vortheil kann man bezüglich der Construction des Eisendrathbündels aus dem in §. 17, N. IV. Gesagten ziehen. Bedenkt man nämlich, dass die magnetische Erregung der galvanischen Spirale nur bis zu einer gewissen Tiefe in das Innere eines Eisenkernes eindringt, so wird man in Uebereinstimmung mit der Erfahrung denselben Erfolg erzielen, wenn man, statt des massiven, sich ein hohles Drathbündel anfertigt, indem man die Einzeldräthe mehrfach über einander auf einen Pappcylinder parallel zu dessen Axe befestigt. Aus den citirten Mittheilungen sowie aus noch speciellern Erfahrungen geht hervor, dass ein solches hohles Bündel ebenso stark wirkt, wie ein massives von gleichem Durchmesser, also stärker als wenn dieselbe Anzahl von Dräthen zu einem massiven Bündel zusammengefasst wird.

Ungleich kräftiger als ein einfaches Drathbündel zeigt sich aber ein hufeisenförmig gebogenes, dessen einer Schenkel in dem gemeinschaftlichen Hohlraum der inducirenden und inducirten Spirale liegt, während der andere sich ausserhalb beider Spiralen befindet, und dessen beide Pole durch einen vorgelegten Anker geschlossen

werden. Die in §. 20, N. I. und II. besprochenen Untersuchungen von MAGNUS und POGGENDORFF lassen keinen Zweifel über den Grund dieser Erscheinung. Noch stärker dürfte vielleicht die Wirkung sein, wenn die ausserhalb der Spirale rückwärts gebogenen Eisendräthe dieselbe ringsum wie eine Hülle umgeben. Es käme wenigstens auf eine Probe an, die nach dem was in §. 16 auf Seite 126 über MARIANINI's Versuche gesagt wurde, nicht ganz ohne Anhalt sein dürfte.

Weniger hervortretend ist die Ursache einer andern Beobachtung, derzufolge die Wirkung noch bedeutender vermehrt werden soll, wenn das Hufeisenbündel durch einen vorgelegten kräftigen permanenten Hufeisenmagneten dauernd geschlossen bleibt, während der in der magnetisirten Spirale liegende Schenkel durch das Schliessen derselben in gleichem Sinne erregt wird, als schon durch den Stahlmagneten geschieht. Die kräftigere Wirkung dieser Zusammenstellung kann unmöglich daher rühren, dass eine grössere Menge von Magnetismus durch das Oeffnen und Schliessen des erregenden Stromes zur Vertheilung käme, als wenn der permanente Magnet durch einen Anker von weichem Eisen ersetzt ist. Vielmehr lässt sich die Erscheinung nur dadurch erklären, dass beim Oeffnen des Stromes die rückwärts gehende Bewegung des Magnetismus rascher geschieht bei Anwesenheit als bei Abwesenheit des permanenten Magneten.

4) Der Stromunterbrecher bedarf vor Allem einer Aenderung. Der an der ursprünglichen Einrichtung gewählte WAGNER'sche Hammer hat nämlich den wesentlichen Nachtheil, dass er den Strom verhältnissmässig zu kurze Zeit geschlossen und zu lange Zeit geöffnet erhält, abgesehen davon, dass er unmittelbar mit den übrigen Apparattheilen in Verbindung gesetzt ist. Die weiteren Untersuchungen haben aber übereinstimmend geltend gemacht: 1) dass ein abgesonderter Unterbrecher in den primären Strom eingeschalten werden muss, und dass demselben eine solche Einrichtung zu geben sei, infolge deren er den grössten Antheil seiner Oscillation auf die Schliessung und nur den geringsten auf die Oeffnung des Stromes verwendet. Das letztgenannte Erforderniss motivirt sich namentlich dadurch, dass dem Eisenkern die genügende Zeit gegeben werden muss, um sich, entsprechend der gewählten Stromstärke, mit Magnetismus zu sättigen. Demgemäss hätte der Unterbrecher am passendsten aus einem abgesonderten kleinen Hufeisenelektromagneten zu bestehen, dessen Anker während der Unthätigkeit durch eine stark gespannte Spiralfeder von den Polen zurückgezogen wird. Auf dem Anker wird durch eine ungleich schwächere Feder die stromschliessende Platinplatte befestigt und ihre Stellung durch Schrauben regulirt. In dieser Weise hat der Anker, wenn er durch den thätigen Magneten angezogen wird, einen geraumen Weg zurückzulegen, bis sich die Platte von dem ihr gegenüberstehenden und mit dem einen Pol der erregenden Säule in Verbindung stehenden Platinstift entfernt, und so den Strom öffnet, wogegen der einmal geöffnete Strom durch die starke Spiralfeder bald wieder geschlossen wird.

5) Der Condensator endlich ist vielfach und namentlich um deswillen verändert worden, weil die Ursache seines bedeutenden Einflusses auf den Inductionsstrom noch keineswegs befriedigend erkannt worden ist. Immerhin ist man aber wieder auf die von FIZEAU ihm ursprünglich gegebene Form und beträchtliche Ausdehnung zurückgekommen. Allerdings haben die Beobachtungen gelehrt, dass in vielen Fällen die Grösse des Condensators bis auf ein paar Quadratzoll herabgebracht werden kann, doch geben diese kleineren bei zwar gleicher Schlagweite doch minder dicke Funken, und versagen namentlich dann den Dienst gänzlich, wenn man durch Vermehrung der Windungen der inducirenden Spirale die Wirkung derselben erhöht.

[1] RUHMKORFF's Apparat scheint nur nach und nach bekannt geworden zu sein, indem eine seine Einführung bezweckende Abhandlung sich nicht vorfindet. Vergl. Cosmos. 1. 260; ferner * *Silliman Am. Journ.* [2.] 15, 114 (1853).

[2] Wagner. *Pogg. Ann. 46, 107 (1839).
[3] Fizeau. *Comptes rend.* 36, 418. — *Pogg. Ann. 89, 173 (1853). — *Inst.* 1853. p. 83. — Cosmos. 2, 429. — *Arch. des scc. phys. et nat.* 22, 377. — Zeitschr für Naturw. 1, 294. — *Philos. Mag.* [4.] 5, 537. — *Silliman Am. Journ.* [2.] 16, 111. — *Mech. Mag.* 60, 8. — *Bull. de la Soc. d'enc.* 1853. p. 238. — Jahresbericht des frankfurter Vereins 1853—54. p. 21.
[4] Dal Negro. **London and Edinb. philos. Mag.* [3.] 1, 45 (July 1832, dat. Padua 20 Apr. 1832).
[5] Pixii. Vergleiche Hachette: *construction de la machine électro-magnétique de* M. M. Pixii. — **Ann. de chim. et de phys.* 50, 322 (1832). — *Communiqué à l'Acad. de Paris le 3 Sept. 1832.* — *Pogg. Ann. 27, 390 (1833). — *Dove, Rep. d. Phys. 1, 308, woselbst sich auch eine Abbildung des Apparates befindet.
[6] Ampère. *Note sur une expérience de* M. Hippolyte Pixii *etc.* — **Ann. de chim. et de phys.* 51, 76 (1832). — *Communiqué à l'Acad. de Paris le 29 Oct. 1832.* — *Pogg. Ann. 27, 398 (1833). — *Dove, Rep. d. Phys. 1, 308.
[7] Saxton. **Philos. Mag.* [3.] 9, 360 (Nov. 1836). — *Pogg. Ann. 39, 401 (1836). — Turner's *Elements of chemistry.* 5th ed. p. 185.
[8] Ritchie. *Pogg. Ann. 39, 406 (1836). — *Philos. Mag.* [3.] 8, 455.
[9] Mullins. **Philos. Mag.* [3.] 9, 120 (Aug. 1836).
[10] Ritchie **Philos. Mag.* [3.] 9, 222 (Sept. 1836).
[11] Scoresby. *Mechanic's Magazine etc. by* Robertson. 43, 9. — *Inst.* N. 606. p 287.
[12] Clarke. **Philos. Mag.* [3.] 9, 262 (Oct. 1836). — *Sturgeon *Ann. of El.* 1, 145 (Jan. 1837). — *Pogg. Ann. 39, 404 (1836).
[13] Clarke. **Philos. Mag.* [3.] 10, 455 (June 1837).
[14] v. Ettinghausen. *Gehler's phys. W., n. B. 9, 122 (1838).
[15] Poggendorff. *Pogg. Ann. 45, 385 (1838).
[16] Petrina. *Die magnetoelektrische Maschine von der vortheilhaftesten Einrichtung für ärztlichen und physikalischen Gebrauch. Linz 1844. 8. VI und 56 Seiten.
[17] Stöhrer. *Pogg. Ann. 61, 417 (1844).
[18] Müller's *Bericht über die neuesten Fortschritte der Physik. Braunschweig 1849. S. 680.
[19] Zantedeschi. *Comptes rend.* 20, 572 (1845). — *Inst.* N. 584. p. 87.
[20] Petrina. *Pogg. Ann. 64, 58 (1845, dat. Prag, Oct. 1844).
[21] Sinsteden. *Pogg. Ann. Bd. 76, S. 29 und 195 (1849).
[22] Sinsteden. *Pogg. Ann. 76, 524 (1849).
[23] Stöhrer. *Pogg. Ann. 77, 467 (1849).
[24] Hamel. *Erdmann und Marchand Journal für Chemie. 41, 244 (1847). — Aus dem *Bulletin de St. Petersbourg.*
[25] Sinsteden. *Pogg. Ann. 84, 181 (1851).
[26] Sinsteden. *Pogg. Ann. 92, S. 1 und 220.
[27] Jacobi. *Pogg. Ann. 69, 194 (1846).
[28] Ritchie. *Pogg. Ann. 32, 529 (1834). — Aus *Philos. Transact. f. 1833.* pt. II. Der königlichen Gesellschaft überreicht am 20. März 1833.
[29] Watkins. **Philos. Mag.* [3.] 7, 107 (Aug. 1835).
[30] Sturgeon. *Sturgeon's *Ann. of El.* 2, 1 (Jan. 1838).
[31] Dujardin. **Comptes rend.* 21, 528. — *Inst.* N. 609. p. 311. Ferner **Comptes rend.* T. 21. p. 892 und 1181. — *Inst.* N. 615. p. 359. — Im Auszug in *Pogg. Ann. 67, 44 (1846).
[32] Ritchie. **Philos. Mag.* [3.] 10, 280 (April 1837).
[33] Dujardin. **Comptes rend.* T. 23. p. 230 et 261. — *Inst.* N. 657. p. 262. — Ferner **Comptes rend.* 23, 1043. — *Inst.* N. 674. p. 399.
[34] Breguet. **Comptes rend.* 23, 1082. — *Inst.* N. 675. p. 410.
[35] Palmieri e Santi Linari. *Ann. de chim. et de phys.* [3.] 8, 503 (1843). — *Rendi conti di Napoli.* N. 17. — *Jahresbericht über die Fortschritte der Medicin in den Jahren 1843 bis 1845. S. 55. — *Pogg. Ann. Bd. 59. S. 641 (1843) und Bd. 62. S. 285 (1844). — Brief Melloni's an Arago in *Comptes rend.* Bd. 16. S. 1442 und Bd. 18. S. 762. — Ferner Melloni in **Ann. de chim. et de phys.* [3.] 15, 34 (1845).
[36] Palmieri. *Arch. de l'Électr.* 5, 189.
[37] Pohl. *Pogg. Ann. Bd. 34. S. 185 und 500 (1835).
[38] Gibbs. *Sturgeon's *Ann. of El.* 5, 395 (Nov. 1840; dat. New-York, 9 May 1840).
[39] Wright. *Sturgeon's *Ann. of El.* 5, 349 (Nov. 1840).
[40] Henley. *Sturgeon's *Ann. of El.* 7, 322 (Oct. 1841; dat. 19. Nov. 1839).
[41] Stripe. *Sturgeon's *Ann. of El.* 7, 211 (Sept. 1841. Liverpool, Juli 10, 1841).
[42] Masson. **Ann. de chim. et de phys.* 66, 5 (1837). Besonders p. 26—37.

[43] Nesbit. *Sturgeon's *Ann. of El.* 2. p. 303 (March 1838). — Sturgeon. *Ib. p. 204. — Nesbit. *Ib. p. 381.
[44] Dove. *Pogg. Ann. 56, 251 (1842). — Berliner Monatsberichte. April 1842. — *Dessen Untersuchungen im Gebiete der Inductionselektricität. Berlin 1842. S. 74.
[45] Stöhrer in *Müller's Fortschritte der Physik. Braunschweig 1849. Bd. 1. S. 677.
[46] Masson et Breguet (fils). **Ann. de chim. et de phys.* [3.] 4, 129 (1842). — *Présenté à l'Acad. de Paris le 23 Août 1841.*
[47] Sinsteden. *Pogg. Ann. 85, 465 (1851).
[48] Wartmann. **Ann. de chim. et de phys.* [3.] 22, 5 (1848). — *Philos. Mag.* 31, 241 (1847).

§. 37. Induction durch galvanische Ströme und durch Elektromagnete im Schliessungsdrathe selbst. Gegenstrom.

Gleichwie galvanische Ströme bei ihrem Beginn und bei ihrem Verschwinden in benachbarten geschlossenen Leitern momentane Ströme induciren, so rufen sie auch ganz ähnliche Ströme in ihrem eigenen Leiter hervor, wenn ein benachbarter geschlossener Leiter nicht gegenwärtig ist. Diese im Leiter des primären Stromes selbst inducirten secundären Ströme werden Gegenströme (*Extracurrents*) genannt. Sie verhalten sich wesentlich ganz wie die Nebenströme, doch treten besonders dadurch Modificationen ein, dass der beim Schliessen der Kette entstehende Anfangsgegenstrom durch den primären Strom verdeckt nnd überwogen wird, da er im Allgemeinen nur gleichzeitig mit diesem in ein und demselben Leiter umlaufen kann, während der beim Oeffnen der Kette auftretende Endgegenstrom einer Nebenschliessung des Erregers bedarf, welche mit dem primären Schliessungsbogen einen leitenden Umlauf unterhält, nachdem die Verbindung desselben mit dem Erreger schon gelöst worden ist. Fehlt die Nebenschliessung, so entgehen auch die Nachweise des Endgegenstromes. Man könnte dagegen einwenden, dass das Auftreten mehr oder weniger glänzender Funken beim einfachen Oeffnen einer Kette mit langem Schliessungsdrath eine Aeusserung des Endgegenstromes sei, welche keiner Nebenschliessung bedarf. Doch lässt sich die Trennungsstelle selbst, innerhalb welcher der Funke auftritt, noch immer als eine Nebenschliessung nach der Oeffnung der Kette betrachten, denn dieselbe ist so überaus kurz, dass nachgewiesenermassen gewiss nicht $^1/_{1000}$ Secunde zwischen dem Moment der Trennung und dem Auftreten des Funkens verfliessen kann.

Diese Funken aber und die beim Oeffnen der Kette hervortretenden Zuckungen, wenn der menschliche Körper als Nebenschliessung dient, waren es, welche Faraday zuerst zu einer nähern Untersuchung veranlassten, und welche somit zur Entdeckung der Gegenströme führten. Da die genannten Erscheinungen desto mehr hervortreten, je länger der zur Schliessung der Kette dienende Drath ist, wurde es wahrscheinlich, dass sie von Inductionsströmen herrühren, die in dem Drathe beim Oeffnen der Kette inducirt werden. Wenn aber wirklich bei dieser Gelegenheit Inductionsströme entstehen, so mussten die schon an den Nebenströmen nachgewiesenen Gesetze auch hier sich wiederfinden lassen. Ein Schliessungsdrath einer einfachen Kette der nur wenige Zoll lang ist, zeigt durchaus keine Aeusserungen eines Gegenstromes. Bei weiterer Verlängerung desselben tritt zuerst ein Funke auf, im Moment wo die Kette

geöffnet wird. Ist der Drath ausgespannt, so ist der Funke schwächer als wenn der nämliche Drath zu einer cylindrischen Spirale aufgewunden ist. Das erklärt sich daraus, weil im letzten Falle jede einzelne Windung nicht allein in sich selbst, sondern auch in den benachbarten einen secundären Strom erregt. Befindet sich ein Eisenkern in der Höhlung der Spirale, so wird der Oeffnungsfunke stärker, denn die während der Schliessung erlangte magnetische Polarität inducirt je beim Verschwinden einen Strom von derselben Richtung wie der magnetisirende Strom, wenn er unterbrochen wird. Hand in Hand mit dem Auftreten der Funken gehen auch die physiologischen Wirkungen. Schliesst man eine Kette durch einen langen Spiraldrath, in welchem womöglich Eisenmassen liegen, und ausserdem mittelst zweier Handhaben durch den Körper, so empfindet man im Moment des Oeffnens der Kette je nach der Länge der Spirale heftige Schläge und Zuckungen. Auch chemische Wirkungen erhält man mit Hülfe des Endgegenstromes, wenn man statt des menschlichen Körpers im vorigen Versuch einen Elektrolyten einschaltet. Bedient man sich des Jodkaliumstärkekleisters, so ist man dadurch sogar im Stande, die Stromesrichtung nachzuweisen. Es findet nämlich während der Dauer der Schliessung eine Bläuung der Stärke durch das ausgeschiedene Jod nur am positiven Pole statt. Sobald man aber den Hauptstrom unterbricht, sodass beide Schliessungen, Spirale und Zersetzungszelle, noch zu einem continuirlichen Leiter vereinigt bleiben, so tritt sofort auch an der andern Elektrode eine Bläuung auf. Das beweist aber eine umgekehrte Stromesrichtung in der Nebenschliessung durch die Zersetzungszelle, also dieselbe Richtung des Endgegenstromes in der Spirale, welche auch der primäre Strom gehabt hatte. — Durch galvanometrische Versuche lässt sich dieses Ergebniss bestätigen.

Erleidet sonach der durch einen langen Drath geschlossene Strom infolge des Oeffnens eine momentane Verstärkung durch Hinzukommen eines gleichgerichteten Inductionsstromes, so muss voraussichtlich im Moment des Schliessens *eine* gleichgrosse Schwächung des primären Stromes durch einen entgegengesetzt gerichteten Strom stattfinden. Faraday wies diesen Anfangsgegenstrom in ganz analoger Weise nach wie den Endgegenstrom, namentlich benutzte er den Umstand, dass jener in einer zur Spirale geführten Nebenschliessung dem in dieselbe abgezweigten primären Strom gleichgerichtet sein musste. Am überzeugendsten weist man die Existenz des Anfangsgegenstromes nach, wenn man eine einfache Kette gleichzeitig durch eine Spirale und durch ein wenig empfindliches Galvanometer, etwa durch eine einfache Tangentenbussole, schliesst. Arretirt man nun die Nadel an ihrer neuen Gleichgewichtslage, so jedoch, dass sie wohl noch weiter ausschlagen, nicht aber zurückgehen kann, öffnet demnächst die Kette und schliesst sie von neuem, so bekommt die Nadel einen Stoss, der sie von der Hemmung weiter abwärts treibt. Der Stoss rührt aber von einem Inductionsstrom her, denn schliesst man die Kette ohne Gegenwart der Spirale blos durch die Tangentenbussole und wiederholt dieselbe Manipulation, so bleibt die Nadel in Ruhe.

Doch ist dieses nicht der einzige Versuch, durch den der Anfangsgegenstrom zur Evidenz nachgewiesen worden ist. Es mag statt aller nur noch einer an-

gedeutet werden, mit Hülfe dessen es sogar möglich ist, diesen und den Endgegenstrom zu messen und unter einander und mit dem primären Strom zu vergleichen. Führt man nämlich eine Schliessung eines kräftigen Rheomotors in einem gewissen Sinne um einen Magnetometerstab umher und lässt man eine andere gleichzeitige Schliessung im entgegengesetzten Sinne um denselben kreisen, und haben beide Wege gleiche Leitungsfähigkeit, so compensiren sich ihre Wirkungen auf den Magnetstab vollständig, und er wird nicht abgelenkt. Ist nun aber in eine Leitung eine Spirale eingeschalten, welche in der andern fehlt, und geht von derselben ein Strom aus, so werden sich diesem gegenüber offenbar beide Leitungen wie eine einzige den Magnetstab in gleichem Sinne umkreisende Doppelleitung verhalten. Werden nun auf solche Weise die von der Spirale ausgehenden Gegenströme beim Oeffnen und Schliessen der primären Kette gemessen und geschieht ein Gleiches durch eine andere in die Hauptleitung eingeschlossene Messvorrichtung für den primären Strom selbst, dann ist eine Vergleichung der drei Ströme möglich. Dabei zeigt sich aber, dass bei gleichbleibender Stärke des primären Stromes der Anfangsgegenstrom stets dieselbe Stärke hat wie der Endgegenstrom, und dass beide der Stärke des inducirenden primären Stromes proportional sind.

Endlich mag noch erwähnt werden, dass man auch auf das Wesen der Gegenströme die Construction von Inductionsapparaten begründete, und namentlich die heftigen physiologischen Wirkungen zu therapeutischen Zwecken zu benutzen suchte.

I. Als Faraday [1] sich mit der Darstellung des magnetoelektrischen Funkens beschäftigte, erwähnte er eines von William Jenkins (gemeinschaftlich mit Masson [2]) construirten Apparates, der den Zweck hatte Zuckungen hervorzurufen, und von folgender Beschaffenheit war. Ein zur Spirale aufgerollter Kupferdrath diente als Schliessung eines einfachen galvanischen Elements. An seinen Enden waren metallene Handgriffe angebracht, und fasste man diese mit beiden Händen, brachte sie in Berührung und entfernte sie wieder, so erhielt man einen Schlag, wenn in der Spirale sich ein Eisenstab befand. Der Schlag blieb aber aussen, wenn die Spirale ohne Eisenstab zu demselben Experiment benutzt wurde. Die Erscheinung war um so auffallender, als offenbar bei Anwesenheit des Eisens keine grössere Elektricitätsmenge durch die erregende Kette in Umlauf gebracht wird als bei Abwesenheit desselben. Bei einer weiteren Verfolgung dieser Erscheinungen zeigte sich die noch auffallendere Thatsache, dass ein langer Schliessungsdrath beim Oeffnen der Kette einen stärkeren Funken gab als ein kurzer. Faraday meinte zunächst, der Drath werde infolge des durchgehenden Stromes magnetisch, „wiewohl die Richtung des Magnetismus in demselben eigenthümlich sei, und sehr verschieden von der im weichen Eisen, wenn solches sich in der Spirale befinde"; das Aufhören des Magnetismus beim Oeffnen des Stromes veranlasse einen secundären Strom und mit demselben das Hervorbrechen des Funkens. Je länger also der Drath sei, desto mehr werde Magnetismus entwickelt und dem entsprechend sei auch die Rückwirkung auf den Oeffnungsstrom eine grössere.

Das Unbefriedigende dieser Erklärung veranlasste Faraday zu einer näheren Erwägung und Untersuchung, deren Ergebnisse niedergelegt wurden in der neunten Reihe seiner Experimentaluntersuchungen über Elektricität [3].

Es handelte sich darum, den Grund zu ermitteln, warum eine durch einen langen spiralförmig aufgewundenen Drath geschlossene Kette beim Oeffnen einen

leuchtenden Funken zeigte und Zuckungen fühlen liess, wenn die Spirale mittelst Handhaben durch den menschlichen Körper geschlossen blieb, nachdem ihre Verbindung mit der Kette geöffnet war; während diese Erscheinungen ausblieben, wenn die Kette statt mit der Spirale mit einem kurzen Drath geschlossen wurde. Da die in Rede stehenden Erscheinungen also blos von dem Schliessungsbogen der Kette abhiengen, so brauchte blos dieser variirt zu werden [1059]. War eine einfache Kette durch die Drathwindungen eines Elektromagneten geschlossen, so zeigten sich im Moment des Oeffnens die Wirkungen am besten, im Moment des Schliessens traten aber weder Funken noch Schläge in der Nebenschliessung auf [1060]. Ein langer Spiraldrath ohne Eisenkern gab ebenfalls beim Oeffnen einen Funken und einen wenn auch schwachen Schlag. Funken und Schläge zeigten sich nicht stärker, wenn ein Kupferstab in die Spirale gesteckt wurde, wohl aber durch einen Stab von weichem Eisen [1061]. Ferner wurde von zwei gleichlangen Dräthen der eine spiralförmig aufgerollt, der andere aber so auf dem Boden eines Zimmers ausgebreitet, dass seine einzelnen Theile nicht aufeinander wirken konnten. Durch dieselbe Kette erregt, fielen die beim Oeffnen auftretenden Funken und Schläge für ersteren Drath weit stärker aus, als für letzteren. Der Schlag des letzteren konnte nur durch die Zunge empfunden oder durch Zuckungen an Froschpräparaten versichtbart werden [1064—66]. Wurde der offene Drath bis auf eine Länge von 10—12 Zoll verkürzt, so trat noch ein kleiner Funke hervor, bei einer weiteren Verkürzung bis zu 2 oder 3 Zoll war aber kein Funke mehr und noch viel weniger ein Schlag zu beobachten. Dahingegen verstärkten sich bei einer Verlängerung des Schliessungsdrathes trotz der gleichzeitig eintretenden Verminderung der Stromstärke sowohl Funken als Schläge mehr und mehr [1067]. Henry[4] beobachtete später, und das ist leicht zu erklären, dass die Verstärkung ein Maximum erreiche, und dass bei weiterer Verlängerung des Drathes die Wirkungen wieder abnehmen. — Diese Versuche zeigen offenbar, dass die stärkeren Schläge und helleren Funken von einem momentanen Strome herrühren, welcher in dem Schliessungsdrathe beim Oeffnen der Kette gebildet wird [1078]. Läuft neben einem langen Schliessungsbogen ein anderer geschlossener Drath her, so wird beim Oeffnen des ersteren bekanntlich im letzteren ein dem primären gleichgerichteter Strom inducirt. Ist aber der zweite Drath nicht vorhanden, so inducirt der Schliessungsdrath in sich selbst beim Oeffnen der Kette einen gleichgerichteten Strom von momentaner Dauer. Sonach ist es erklärlich, dass ein kurzer Drath schwächere Funken und schwächere Schläge beim Oeffnen giebt als ein längerer. Ebenso wird deutlich, dass ein Drath als Schraube aufgerollt, stärker wirkt, als wenn er ausgebreitet liegt, indem im ersten Falle jede Windung auf jede andere inducirend wirkt. Dasselbe geschieht in noch erhöhterem Maasse durch den beim Oeffnen des Stromes verschwindenden Magnetismus, wenn in dem Spiraldrath ein Eisenkern liegt, denn auch der verschwindende Magnetismus trachtet einen Strom von derselben Richtung desjenigen zu erregen, dem er sein Entstehen verdankt [1092—95].

Den Einfluss eines längeren Schliessungsbogens kann man nach dem Vorgang von Nobili[5] und Antinori sehr anschaulich machen, wenn man den einen Erreger eines einfachen galvanischen Paares direct mit einem Ende eines langen spiralförmig aufgewundenen Kupferdrathes in Verbindung setzt und das andere blos mit einem kurzen geraden Kupferdrath versieht. Legt man nun beide Spiralenden nahe neben einander, und streicht mit dem geraden Drathstück über dieselben hinweg, so schliesst man kurz nach einander die Kette ohne und mit der Spirale. Im ersten Falle entsteht ein sehr kleiner, im letzten ein grosser Funke.

Faraday nennt den im Schliessungsdrath einer Kette selbst entstehenden Inductionsstrom *Extracurrent*, Jacobi[6] übersetzt dieses mit Nebenstrom oder secundären Strom und nannte ihn früher (*Mémoire sur l'application de l'électro-*

magnétisme etc.) Contre-courant oder Gegenstrom. MOSER [7] nennt ihn succedirenden Strom.

Dass nun aber die aufgestellte Hypothese vom Auftreten eines secundären Stromes im langen Schliessungsdrathe selbst die richtige ist, davon zeigt eine Reihe anderer Versuche, welche FARADAY mittheilt. So giebt ein in der Mitte zusammengebrochener Drath, dessen beide Theile nahe neben einander liegen und der dann spiralförmig aufgewunden ist oder ausgestreckt liegt, keinen Unterbrechungsfunken [1096. 1098]. — Ferner wurden sechs Dräthe von $^1/_{23}$ Zoll Dicke und 5 Fuss Länge neben einander liegend zu einem Bündel vereinigt und mit ihren Enden an zwei dicke Kupferdräthe gelöthet. Bewegte sich durch diese Vorrichtung ein Strom, so entstand ein stärkerer Oeffnungsfunke, wenn die Dräthe nahe an einander lagen, als wenn sie aus einander gelegt wurden. Ein anderer ähnlicher Versuch zeigt, dass der in benachbarten Dräthen inducirte secundäre Strom (Nebenstrom) geringere Intensität hat, als der im Schliessungsdrath selbst inducirte (Gegenstrom). Es wurde nämlich ein massiver Drath von 19 Fuss Länge und 0,2 Zoll Dicke verglichen mit einem fast gleich langen Bündel von 20 Einzeldräthen mit fast gleichem Gesammtquerschnitt (je $^1/_{23}$ Zoll Dicke), und es zeigte ersterer einen merklich stärkeren Oeffnungsfunken als letzteres (1111. 1112).

Wenn aber wirklich ein Inductionsstrom beim Oeffnen eines galvanischen Umlaufes in dem Schliessungsbogen selbst entsteht, so ist es nothwendig, auch noch die anderen Wirkungen nachzuweisen, welche ein solcher hervorzubringen im Stande ist. Zu dem Ende wurde ein galvanisches Element zk der *Fig. 266* mit der Doppelschliessung $epdng$ und $epxng$ versehen. Bei d konnte der Drath eines Elektromagneten, ein Spiraldrath oder ein langer ausgestreckter Drath eingeschalten werden, und bei x verschiedene Prüfungsmittel, als Galvanometer u. s. w. für denjenigen Strom, welcher auftritt, sobald die Kette bei e oder g geöffnet wird. Befand sich nun bei d ein Elektromagnet oder eine Spirale von dickem Drath, und wurde bei x ein Platindrath von solcher Dicke und Länge eingeschalten, dass er während der Dauer des primären Stromes gerade noch nicht zum Glühen kam, so trat stets im Moment des Unterbrechens das Glühen auf, zum Beweis, dass in diesem Moment ausser dem eben verschwindenden noch ein anderer Strom im Umlauf gesetzt wird [1081. 1083]. — Befand sich ferner bei x eine Schicht Jodkalium von solchem Widerstand, dass es keine merkliche Zersetzung erfuhr, so schied sich beim Oeffnen der primären Kette sofort auf der Seite n Jod aus. Es war dadurch also nicht allein eine chemische Wirkung nachgewiesen, sondern auch die Thatsache, dass der beim Oeffnen auftretende Gegenstrom in der Nebenschliessung nxp die entgegengesetzte Richtung, also in der Hauptschliessung pdn die gleiche Richtung des ursprünglichen Stromes besass. Eine chemische Zersetzung konnte jedoch nur mit Hülfe eines Elektromagneten deutlich beobachtet werden [1084]. — Demnächst wurde bei x ein Galvanometer eingeschalten und die Nadel desselben in ihrer natürlichen Lage durch einen Stift zurückgehalten. Erfuhr nun der Strom bei g oder e eine Unterbrechung, so schlug die Nadel nach der entgegengesetzten Seite von der Hemmung aus. Das geschah aber nicht, wenn die Kette durch das Galvanometer allein geschlossen war [1087].

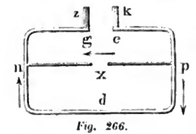


Fig. 266.

Ist nun so der Gegenstrom beim Oeffnen der Kette auf einen secundären Strom im Schliessungsdrath selber zurückgeführt, so stand zu erwarten, dass sich auch beim Schliessen einer Kette durch einen langen Drath ein Gegenstrom nachweisen lassen würde. Hatte aber der Oeffnungsstrom die Richtung des primären, so besitzt voraussichtlich der Schliessungsstrom die entgegengesetzte Richtung, und da er sich im Leiter des primären Stromes selbst bewegt, so kann unter den ge-

wöhnlichen Umständen seine Wirkung keine andere sein, als eine Verzögerung oder Beeinträchtigung des letzteren. Mit Hülfe der in *Fig. 266* skizzirten Vorrichtung konnten aber auch die Wirkungen des Anfangsgegenstromes gesondert dargestellt werden. Zu dem Ende befand sich wie früher bei *d* eine Spirale mit oder ohne Eisenkern, und bei *x* wurde zuvörderst wiederum ein Platindrath eingeschalten, der durch den ursprünglichen Strom gerade noch nicht zum Glühen kam, wohl aber durch eine etwas stärkere Kraft. Sowie nun dieser Drath infolge des Endgegenstromes aufglühte, so geschah es auch im Moment, wo bei *g* oder *e* die Berührung vollzogen wurde. Schon aus diesem Versuch lässt sich auf die Richtung des Anfangsgegenstromes schliessen. Da er nämlich den in der Leitung *pn* fliessenden ursprünglichen Strom verstärkt, so muss er an dieser Stelle mit demselben gleiche Richtung haben. Da er aber an der Stelle *d* entspringt, muss er in der Schliessung *ndp* die entgegengesetzte Richtung des daselbst kreisenden primären Stromes besitzen [1104]. — Nicht minder reagirte der Anfangsgegenstrom auf eine bei *x* eingeschaltene Jodkaliumschicht. Wenn nämlich die Hauptleitung bei *e* oder *g* recht häufig geschlossen wurde, so schied sich in derselben Zeit eine grössere Menge Jod auf der Seite *p* aus, als wenn während einer gleichen Dauer der Strom geschlossen blieb. Da aber jeder Schliessung eine Oeffnung vorausgehen musste, die Wirkung des Endgegenstromes jedoch den Versuch getrübt haben würde, so war es nöthig, vor jeder Oeffnung der Hauptleitung auch die Nebenleitung bei *n* oder *p* zu öffnen, und die letztere wieder zu schliessen, bevor eine abermalige Berührung bei *e* oder *g* statt hatte [1102]. — Endlich wurde bei *x* ein Galvanometer eingeschaltet und dessen Nadel, nachdem sie infolge des durchgeleiteten primären Stromzweiges zur Ruhe gekommen war, durch eine Hemmung am Rückgehen gehindert. Wurde nun der Strom bei *e* oder *g* geöffnet und abermals geschlossen, so ging die Nadel noch über die ihr angewiesene Lage hinaus. Der Drath *pdn* schien also im Moment des Schliessens, ganz in Uebereinstimmung mit der vom Gegenstrom gebildeten Vorstellung, gleichsam ein schlechterer Leiter zu sein, als er während der Dauer der Schliessung war.

II. Bald nach FARADAY's Untersuchungen wurde eine Anzahl von Wiederholungen und Bestätigungen derselben bekannt gemacht. Zuerst ist HENRY [4] zu nennen, der die neuen Versuche vor der amerikanischen naturwissenschaftlichen Gesellschaft zeigte. Besonders starke Schläge erhielt er, wenn er sich eines langen abwechselnd mit Seide zu einer flachen Spirale aufgewundenen Kupferbandes bediente. Ferner zerlegte er Wasser mit Hülfe einer langen wiederholt geöffneten und geschlossenen einfachen Kette, was bekanntlich unter gewöhnlichen Umständen nicht gelingt. Umgekehrt benutzte er den Funken des Endgegenstromes zur Entzündung von Knallgas. Besonders trat die verstärkende Wirkung bei Anwendung einfacher Elemente hervor, wogegen Batterien von vielen Plattenpaaren kaum eine Verstärkung durch den langen Schliessungsbogen erfuhren. Es war aber in jedem Falle für den Effect gleichgültig, an welcher Stelle seines Umlaufes der Strom unterbrochen werden mochte.

Besonders durch HENRY's Versuche veranlasst, veröffentlichte auch STURGEON [8] ein paar Beobachtungsreihen über den Gegenstrom, doch sind dieselben von recht geringer Ausbeute. Nur die eine Beobachtung mag als auffallend erwähnt werden, dass bei Schliessung ein und desselben Erregers durch zwei gleiche und gleichlange Dräthe, von denen der eine über einen geraden, der andere über einen hufeisenförmig gebogenen, sonst aber dem ersteren gleichen Eisenstab gewunden war, stets stärkere Oeffnungsschläge im ersten als im letzten empfunden wurden. — Eine Abhandlung von PAGE [9] über denselben Gegenstand eröffnet ebenfalls keine neuen Gesichtspunkte.

Bei Gelegenheit der Besprechung von FARADAY's Untersuchungen im Repertorium für Physik äussert MOSER [7] Zweifel über dessen Erklärungen. Er meint

vielmehr nachzuweisen, dass weder beim Oeffnen noch beim Schliessen eines galvanischen Erregers neue Ströme magneto-elektrischer Art eintreten, wogegen sich alle von Faraday beobachteten Erscheinungen unter folgenden Voraussetzungen erklären liessen:

1) Die galvanischen Ströme bilden sich nicht instantan (d. h. die Erregung in der Kette, oder die der durch einen Magneten inducirten mag wohl instantan sein, allein da es immer andere Theilchen giebt, die nicht erregt werden, sondern blos den Strom leiten, so wird wegen dieser eine gewisse Zeit vergehen, ehe die Ströme wirklich vorhanden sind). Ebenso wenig hören sie instantan auf.

2) Je langsamer innerhalb gewisser Grenzen die Ströme aufhören, desto entschiedener sind ihre Effecte; statt der einmaligen starken Action hat man dann etwas anhaltendere, wenn auch schwächere Wirkung.

3) Gleichgerichtete, neben einander liegende Ströme verzögern gegenseitig die Bewegung, falls sie unterbrochen werden, und zwar geschieht dieses durch das wechselseitige Binden entgegengesetzter Magnetismen; umgekehrt gerichtete Ströme dagegen beschleunigen dieselbe.

Jacobi [10] entkräftet nun diese Behauptungen, indem er eine Reihe von Zweifeln aufwirft, welche die gegen Faraday gerichteten Versuche offen lassen, und indem er neue Versuche beibringt, welche für Faraday's Ansichten zeugen. Einen schon von Moser angegebenen Versuch erweitert er in folgender Weise: Es wurde bei x in der in *Fig. 266* dargestellten Vorrichtung eine Bussole mit einfachem, genau im magnetischen Meridian stehenden Drath eingeschalten, während sich bei d ein Elektromagnet befand. Die Nadel wurde durch einen in der Vorrichtung kreisenden Strom um 30° abgelenkt und alsdann durch irgend ein Mittel in Schwingungen versetzt. Haben die Schwingungen eine solche Weite erlangt, dass die Nadel gerade im magnetischen Meridian umkehrt, so ist an dieser Stelle die Beschleunigung durch den Strom am stärksten, die durch den Erdmagnetismus aber, sowie die Beharrung gleich Null. Wenn nun in dem bezeichneten Moment der Strom unterbrochen wurde, so schlug die Nadel, offenbar die Existenz des Endgegenstromes beweisend, noch um 7° bis 10° nach der entgegengesetzten Seite aus. Das geschah sogar, freilich in geringerem Maasse, wenn das Extrem der Schwingungen über den Meridian hinausgegangen war. Ist dagegen die Schliessung durch den Elektromagneten bei d nicht vorhanden, so bleibt die Nadel stehen, wenn die vorige Versuchsmethode wiederholt wird. — Aber auch ohne Gegenwart einer zweiten Schliessung weist Jacobi den Nebenstrom nach. In *Fig. 267* bedeutet a eine kupferne Röhre, $13\frac{1}{2}$ englische Fuss lang und $1\frac{1}{2}$ Zoll im Durchmesser. Dieselbe wurde mit 2134 Windungen von übersponnenem Kupferdrath umgeben. Die Enden dieser Spirale standen mit einem Inductionsapparat b und mit einem Multiplicator c in Verbindung. Wurde durch den Inductionsapparat ein momentaner constanter Strom erzeugt, so konnte durch den Sinus des halben Ablenkungswinkels der Multiplicatornadel (vergl. Seite 104) dessen Stärke gemessen, und aus dieser und dem bekannten Leitungswiderstand der Strombahn die elektrische Kraft berechnet werden. Es fanden sich nun als Mittel aus mehren Versuchen die auf der folgenden Tafel verzeichneten Ergebnisse, und zwar für die beiden Fälle, wenn kein Eisenkern in dem Kupfercylinder lag, und wenn sich ein solcher von $13\frac{1}{2}$ Fuss Länge und $1\frac{1}{2}$ Zoll Durchmesser in demselben befand.

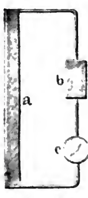


Fig. 267

	Mittlere Abweichung α	Stromstärke $\sin\frac{\alpha}{2}$	Elektromotorische Kraft.
Ohne Eisenkern	15°,475 15,4	sin 7°43',125 = 1343	$A = 2538$
Mit Eisenkern	13°,325 13,5	sin 6°42',375 = 1168	$A' = 2207$

Die elektromotorische Kraft A' kann aber betrachtet werden als die Differenz der ursprünglichen elektromotorischen Kraft A und einer elektromotorischen Gegenkraft A'', welche durch das Magnetisiren der in der Spirale liegenden Eisenstange hervorgerufen wird. Demnach ist aber $A'' = A - A' = 331$. Setzt man $A = 100$, so ist demnach $A'' = 13$. „Diese Versuche", fügt Jacobi hinzu, „zeigen unzweideutig, dass beim Magnetisiren des Eisens ein reactiver Gegenstrom entsteht, dessen Erregungsstelle die Spirale des Eisenkernes selbst ist. Es lässt sich schliessen, dass, wo Magnetismus durch elektrische Ströme erzeugt wird, ein constanter Zustand oder ein stabiles Gleichgewicht nur nach einer Reihe von Oscillationen der magnetischen Intensität eintreten können. Wodurch erlöschen aber diese Oscillationen? das muss noch untersucht werden; vorläufig mag man es der Coercitivkraft oder einer andern der Reibung ähnlichen Kraft zuschreiben."

III. Eine andere Versuchsmethode als Faraday wandte Dove [11] an, um die Aeusserungen des Gegenstromes überhaupt zu vervielfältigen und um insbesondere das Wesen des Anfangsgegenstromes in ein helleres Licht zu setzen, als es bisher geschehen war. Dove bediente sich zur Erzeugung des primären Stromes eines magnetoelektrischen Inductionsapparates nach Oertling's Construction [§. 36, N. III.], an welchem behufs der beabsichtigten Versuche noch eine Reihe von Nebenvorrichtungen angebracht wurden, die aus *Fig. 268* ersichtlich sind. Der mit Kupferdrathspiralen umgebene rotirende Anker befand sich an der eisernen Welle AB und stand alsdann senkrecht zur Verbindungslinie beider Pole, wenn der Rand u eines in die Metallwalze w_2 eingesetzten Holzstückes gerade unter der Spitze der von 3. herkommenden Feder sich befand. Die Walze w_2 war mit der Welle AB in unmittelbarer metallischer Berührung und der Holzeinsatz u umfasste 90°. Ausser w_2 stak noch die massive Me-

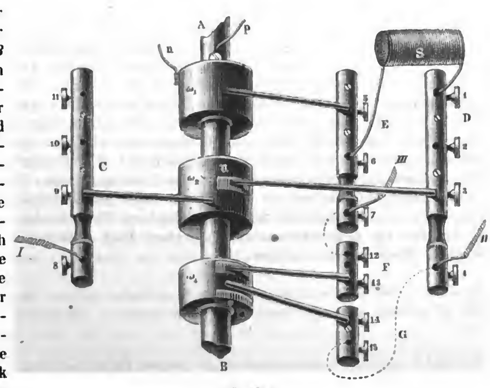


Fig. 268.

tallwalze w_1 und die mit zwei halbkreisförmigen Holzeinsätzen versehene Walze w_2 auf derselben Welle, beide waren aber durch ein Holzfutter von derselben isolirt. Das eine Drathende p der Inductionsrollen war an der Welle, das andere n an der Walze w_1 befestigt. Zu den Seiten befanden sich fünf metallene Ständer, von denen uns zunächst die drei mit C, D und E bezeichneten interessiren. Von jedem dieser Ständer geht eine Feder aus, welche mit dem andern Ende auf einer der obern Walzen schleift, und zwar laufen die Federn 9. und 3. auf w_2 und 5. auf w_1. Vorläufig federn 9. und 5. dauernd auf dem Metall, während 3. entweder einmal bei jeder Umdrehung durch den Holzeinsatz u oder zweimal durch diesen und noch einen entsprechenden Einsatz auf der Rückseite der Walze w_2 von deren Metall abgehoben wird, wenn der rotirende Anker sich in einer der beiden zur Verbindungslinie der Magnetpole senkrechten (äquatorialen) Lagen befindet. — In die Schraubenzwingen 1. und 6. wurden die Enden einer Spirale eingeklemmt, welche Extraspirale heissen mag, welche durch S angedeutet ist, und die aus zwei Rollen von je 400 Fuss übersponnenen Kupferdrathes von $^1/_2$ Linie Dicke bestand. Die Höhlung in den Rollen hatte 2 Zoll Durchmesser und $4^3/_4$ Zoll Länge. In den Schraubenzwingen 8. 4. und 7. staken die Dräthe I. II. und III., welche zu Nebenschliessungen durch den menschlichen Körper, durch Zersetzungszellen, durch das Galvanometer führten.

So wurde es möglich, eine jede der Nebenschliessungen nach dem Schema der *Fig. 269* in dreifacher Weise zu bewirken. Es stellt nämlich a den strömgebenden Anker dar, S die Extraspirale, u die Unterbrechung durch die Feder 3., und I. II. III. sind die Wege zu den Nebenschliessungen.

Fig. 269.

Sobald sich nun der Anker aus der axialen in die äquatoriale Lage bewegt, steigt die Intensität des in seiner Umspinnung entwickelten primären Stromes, welcher mit p bezeichnet werde. Dadurch entsteht in der Extraspirale der dem primären Strom entgegengesetzt gerichtete Anfangsgegenstrom, welcher mit A bezeichnet werde. Im Moment der Unterbrechung bei u entsteht aber der dem primären gleichgerichtete Endgegenstrom, welcher mit $+E$ bezeichnet werde. Fügt man demnach die Nebenschliessung zwischen I. und II. ein, so bleibt nach dem Oeffnen in u Anker und Extraspirale zugleich geschlossen, man erhält also sowohl den primären, als den Anfangsgegenstrom, als den Endgegenstrom. Befindet sich ferner die Nebenschliessung zwischen I. und III., so erhält man blos den primären und den Anfangsgegenstrom, denn sobald in u geöffnet wird, ist der in S sich bildende Endgegenstrom ausserhalb der Schliessung. Ist endlich II. mit III. verbunden, dann bleibt nach dem Oeffnen in u blos die Extraspirale geschlossen, und man erhält sonach (einen im Vergleich mit S bedeutenden Widerstand für die Nebenschliessung vorausgesetzt) blos den Endgegenstrom. Soll endlich die Wirkung von p gesondert werden, so braucht nur statt der Extraspirale ein parallel zu sich selbst hin- und herlaufender Drath von gleichem Widerstand eingeschalten zu werden, in welchem ein Gegenstrom nicht entstehen kann. Hieraus ergiebt sich aber das folgende übersichtliche Schema:

Nebenschliessungen.	Für die Extraspirale.	Für den compensirenden Drath.
I. II.	$p - A + E$	p
I. III.	$p - A$ *	p
II. III.	E	Kein Strom.

Physiologische Versuche. Wurde ohne Einschaltung der Extraspirale und ohne Verbindung von 1. mit 6. der menschliche Körper zwischen I. und III. eingeschalten, so konnte selbst mit nassen Handhaben und continuirlich schleifenden Federn keine Wirkung bei der zu den Versuchen benutzten schwachen Maschine wahrgenommen werden, obschon der Strom in jeder der beiden axialen Lagen des Ankers seine Richtung wechselte. Die Wirkung von p allein auf den Körper konnte also vernachlässigt werden. Wird dagegen 1. und 6. durch den sich compensirenden Drath geschlossen, so muss bei jeder Unterbrechung in u ein Extrastrom in den Inductorrollen entstehen und, indem er sich zu dem primären addirt, Zuckungen in der Schliessung von I. und III. hervorrufen. Bei dieser Gelegenheit wurden nun stärkere physiologische Wirkungen erhalten, wenn ein an der Maschine befindlicher Pachytrop [vergleiche §. 36, N. X.] auf physiologisch, als wenn er auf physikalisch stand. Dahingegen überwogen dieselben physiologischen Wirkungen nach Einschaltung der Extraspirale, wenn der Pachytrop auf physikalisch stand, indem in diesem Falle der primäre Strom den eingelegten Eisenmassen einen stärkeren Magnetismus ertheilt.

Wird I. und III. durch den Körper geschlossen, so sind die Erschütterungen bei eingeschalteter Spirale, d. i. $p - A$, schwächer als ohne dieselbe, wo blos p auftritt. Sie werden aber noch mehr geschwächt durch Mittel, welche den Inductionsstrom verstärken. Namentlich geschieht dieses durch Eisendrathbündel, weniger durch Bündel in geschlossenen Blechröhren, durch massive Kerne von Eisen oder Stahl. Was also den Anfangsgegenstrom verstärkt, vermindert die Differenz $p - A$.

Wird II. und III. $= E$ geschlossen, so sind die Schläge ebenfalls stärker, wenn der Pachytrop auf physikalisch, als wenn er auf physiologisch steht. Die Erschütterungen werden jetzt aber stärker durch jene Mittel, welche überhaupt die Inductionswirkungen verstärken. Die Mittel also, welche nach dem Vorangehenden den negativen Anfangsstrom verstärken, erhöhen auch die Intensität des positiven Endstromes.

Wird I. und II. $= p - A + E$ geschlossen, so zeigen sich die Erschütterungen merklich ebenso stark mit, als ohne Extraspirale. Nur bei Einlagen eines massiven Eisenkernes in dieselbe, nicht aber bei anderen Eisensorten tritt eine geringe, aber deutliche Schwächung hervor, und diese erklärt sich durch eine Verspätung der Entmagnetisirung nach dem Oeffnen der Spirale. Es geht aber hieraus hervor, dass der Anfangsgegenstrom und der Endgegenstrom merklich gleich stark sind. Eine vollkommene Gleichheit hat später Edlund nachgewiesen (vergleiche die folgende Nummer).

Dieselben Ergebnisse werden erhalten, wenn die Unterbrechung bei u nicht in der äquatorialen Lage geschieht, sondern zwischen dieser und der axialen in der

* Es könnte nach der Darstellung der *Fig. 269* scheinen, als ob die Verbindung I. III. mit $p + A$ bezeichnet werden müsste. Verfolgt man aber die Stromesrichtungen auf der *Fig. 268*, so überzeugt man sich, dass der Anfangsgegenstrom in der Nebenschliessung I. III. die entgegengesetzte Richtung vom primären Strom hat.

Mitte, was sich durch eine Drehung der Walze w_2 um 45° erreichen lässt. In denjenigen Nebenschliessungen nun, in denen der Endgegenstrom thätig ist, nämlich I. und II. $= p - A + E$ oder II. und III. $= E$, zeigte sich die sonderbare Erscheinung, dass bei langsamem Drehen eine Verstärkung der physiologischen Wirkung wahrgenommen wurde, wenn in der Extraspirale ein Kern von weichem Eisen lag, dass aber bei raschem Drehen des Ankers diese Verstärkung verschwindet, und dass sie bei noch rascherem Drehen wieder zum Vorschein kommt. Dieses erklärt sich dadurch, dass bei langsamem Drehen das Maximum der Verstärkung der Extraspirale mit dem Maximum der Verstärkung durch den verschwindenden Magnetismus zusammenfällt, dass aber wegen des Zeitverbrauches bei dem letzteren Vorgang beide Maxima aus einander rücken und dadurch dem vorher schwankenden Strom eine gleichmässigere Intensität ertheilen. Bekanntlich werden aber Ströme von gleichmässiger Intensität weit schwächer empfunden, als wenn sie einen stets wechselnden Reiz veranlassen.

Lichterscheinungen. Wenn die Extraspirale, die Drathrollen des Ankers und die Federn 5. und 3. zu einer Kette geschlossen sind, so ist dadurch der Fall dargestellt, welcher oben mit der Schliessung I. II. $= p - A + E$ bezeichnet wurde. Im Moment der Oeffnung bei u entsteht nämlich ein Funke infolge des Hauptstromes und der beiden Gegenströme. Sobald aber in die Extraspirale ein Kern von weichem Eisen gelegt wird, vermindert sich die Helligkeit der Funken fast bis zum Verlöschen, denn der Kern verstärkt den Strom A mehr als den Strom E, indem sein Magnetismus erst geraume Zeit nach der Unterbrechung verschwindet. Wird ausserdem noch II. und III. durch einen kurzen Bogen geschlossen, so tritt der Funke wieder hervor, zum Beweis, dass ein Gegenstrom das Verlöschen veranlasste, denn jetzt geht der Hauptstrom fast ganz durch die neue Schliessung und erregt somit nur schwache Spuren von Gegenströmen.

Was hier ein massiver Kern von weichem Eisen thut, geschieht auch durch Eisendräthe, die in einem Cylinder von Messingblech eingeschlossen sind. Isolirte Eisendräthe dagegen bringen keine derartige Schwächung der Funken hervor, indem die auf ihrer Gesammtoberfläche vermiedenen Inductionsströme das Verschwinden ihres Magnetismus nicht verzögern.

Um Versuche mit den Lichterscheinungen anzustellen, welche den physiologischen Versuchen durch die Nebenschliessungen I. und III. $= p - A$, sowie II. und III. $= E$ entsprechen, wurde auf die Welle AB noch eine von ihr isolirte Walze w_4 angebracht, die mit einer an Grösse und Stellung dem Einsatz u in w_2 entsprechenden Holzeinlage versehen war. Auf dem Metall der Walze schleift continuirlich die von dem Ständer G ausgehende Feder 14, und über den Holzeinsatz bewegt sich die von dem Ständer F ausgehende Feder 13. Um nun die Nebenschliessung II. III. darzustellen, wird der Drath II. in 4. und 15. und der Drath III. in 7. und 12. eingeklemmt, wodurch also die Feder 14. die Fortsetzung von III. darstellt. Ingleichen erhält man die Nebenschliessung I. III., wenn man den Drath I. in 8. und 15. und den Drath III. in 7. und 12. einklemmt. Während nun aber bei den analogen physiologischen Versuchen der durch die Nebenschliessungen gehende Antheil des primären Stromes vernachlässigt werden konnte, wird im vorliegenden Falle ganz im Gegentheil vor dem Oeffnen der Federn 3. und 13. nur eine geringe Partie des Stromes durch die Hauptschliessung der Extraspirale geführt. Immerhin kann aber der in ihr entstehende Anfangsgegenstrom sowie seine Verstärkung durch eingelegtes Eisen als ein Widerstand des in derselben circulirenden Antheiles vom primären Strom betrachtet werden. Es muss also in demselben Masse, als dieser Antheil dadurch geschwächt wird, der durch die Nebenschliessung gehende Antheil verstärkt werden. In der That wird bei der jetzigen Schliessung I. III. $= p - A$ der auf der Rolle w_4 entstehende Funke beträchtlich verstärkt, wenn ein Eisenkern

in der Extraspirale liegt, während der Funke bei u fast verschwindet. Und da Eiseneinlagen in der Extraspirale auch den Endgegenstrom verstärken, so entstehen ebenfalls glänzendere Funken auf der Rolle w_4 bei der Schliessung 4. 15. und 7. 12. oder II. III. $= E$.

Zur Beantwortung der Frage, ob die Funken augenblicklich nach Unterbrechung der Leitung auftreten, oder eine messbare Zeit nach derselben, wurde der Inductionsapparat in folgender sinnreicher Weise benutzt. Rotirt der Anker im Dunkeln, blos von dem momentanen Funken beleuchtet, so scheint er an einer Stelle seines Umlaufes still zu stehen. Vergeht nun eine messbare Zeit zwischen der Unterbrechung bei u und dem Auftreten des Funkens, so muss jene Stelle bei langsamem Drehen einem früheren Stadium der Bewegung angehören als bei raschem. Der Versuch zeigte aber, dass die Stellung genau dieselbe blieb, auch dann noch, wenn das Fadenkreuz eines Fernrohres auf eine Marke am Anker einvisirt wurde. Daraus aber und aus den bekannten Umdrehungsgeschwindigkeiten des Ankers musste geschlossen werden, dass zwischen der Unterbrechung der Leitung und dem Auftreten des Funkens noch nicht $^1/_{1000}$ Secunde vergehen.

Galvanometer. Wird ein Galvanometer zwischen den continuirlich schleifenden Federn, gleichviel ob als Haupt- oder als Nebenschliessung eingeschalten, so zeigt es wegen der stets wechselnden Ströme die Erscheinung der doppelsinnigen Ablenkung [§. 21, N. II.], und weicht infolge derselben nach derjenigen Richtung aus, nach welcher die Nadel gegen die Windungen geneigt war. Dasselbe geschieht, wenn eine zweifache Unterbrechung in beiden äquatorialen Lagen des Ankers durch die Feder 3. bewirkt wird.

Geschieht aber blos eine einmalige Unterbrechung u in einer der beiden äquatorialen Lagen, so zeigt sich nur dann eine doppelsinnige Ablenkung, wenn das Galvanometer zwischen I. und II. eingeschalten ist. Schliesst es aber die Leitungen I. und III. oder II. und III., dann wird es immer in demselben Sinne abgelenkt, in welchem es durch den primären Strom allein abgelenkt werden würde. Dieser Vorgang findet seine Erklärung, wenn man berücksichtigt, dass der gut leitende Galvanometerdrath während der ganzen drei Quadranten, während welcher die Feder 3. das Metall berührt, eine Nebenschliessung, und nur während des einen Quadranten die Hauptschliessung bildet*, während dessen die Feder auf dem Holzeinsatz schleift. Es folgt aber aus dieser Beobachtung, dass p stets grösser als A sein muss, dass also der Anfangsgegenstrom den primären nicht umzudrehen im Stande ist.

Chemische Zersetzungen. Um endlich auch die chemischen Wirkungen der Gegenströme zu untersuchen, musste der durch die Maschine gewonnene Strom eine constante Richtung erhalten. Zu dem Ende wurden zwei in Gestalt eines Y gespaltene Federn mit dem Fuss in die Schrauben 2. und 10. eingebracht, sodass sie mit den gespaltenen Enden gleichzeitig auf den beiden Walzen w_1 und w_2 lagen. Die letzteren waren nun derart mit Holzeinsätzen versehen, dass immer ein Ende der einen Feder gerade dann durch Holz isolirt war, wenn das entsprechende der andern Feder auf dem Metall derselben Walze ruhte, und dass die beiden andern Enden beider Federn umgekehrt Metall und Holz der andern Rolle berührten. So wurden während des ganzen Umlaufes stets gleichnamige Elektricitäten den Ständern D und C überliefert. Nun befand sich ein Voltameter ohne Extraspirale in dem Hauptstrom und mass die gewonnene Gasmenge. Der gegenwärtige Leitungswiderstand bestand also nur aus dem Widerstand des Drathes auf den Ankerrollen und dem des Voltameters. Wurde demnächst auch noch die Extraspirale eingeschalten, so verdoppelte * sich dadurch der erste Antheil des vorigen Widerstandes

* Verfünffachte? *

kaum, die jetzt gemessene Gasmenge betrug aber nur $^1/_5$ der vorigen. Bei Einlegen von Eisen in die Extraspirale wurde die Gasmenge noch bedeutender vermindert. Im ersten Falle wirkte blos der primäre Strom p, im zweiten dagegen derselbe, der noch bei weitem nicht um die Hälfte geschwächt war, weniger dem Anfangsgegenstrom und vermehrt um den Endgegenstrom. Es geht aber daraus hervor, dass der Endgegenstrom schwächer sein musste, als der Anfangsgegenstrom. Doch dürfen wir dieses Ergebniss wegen der folgenden Nummer nur für die hier gerade gewählte Untersuchungsmethode in Anspruch nehmen. Der Grund ist vielleicht darin zu suchen, dass ein Antheil des Endgegenstromes sich durch Ueberspringen der soeben durch Abheben der Federn entstandenen Unterbrechung ausglich, während der nach der entsprechenden Schliessung entstandene Anfangsgegenstrom seinen Weg durch das Voltameter verfolgen musste.

Versuche mit leerem Drathanker. So wahrscheinlich es auch sein mag, dass die durch Wechselwirkung der Spiralewindungen entstehenden Inductionsströme sich identisch verhalten mit den durch Einfluss von eingelegten Eisenmassen erzielten, hielt es Dove nicht für überflüssig, die Eingangs dieser Nummer erörterten physiologischen Versuche noch mit einem Anker zu wiederholen, welcher aus Holz statt aus Eisen bestand, und mit welchem die Inductorrollen in Rotation versetzt wurden. Die Ergebnisse blieben aber für die leeren Rollen dieselben als für die mit Eisenkernen versehenen, auch war es gleichgültig, ob sie mit massivem Eisen oder mit Drathbündeln gefüllt waren.

IV. Edlund [12] bezweckte zu untersuchen, ob der Gegenstrom beim Oeffnen dem beim Schliessen gleich sei. Er ersann zu dem Ende einen Apparat, in welchem ein primärer Strom seine Wirkungen auf einen schwebenden Magnetstab compensirte, während der Anfangs- und der Endgegenstrom Ablenkungen aus dessen Gleichgewichtslage bewirkten. Nach Anleitung der in *Fig. 270* gegebenen Skizze lässt sich ein Begriff von der Versuchsmethode gewinnen. Es bedeutet nämlich *acb* einen aus ein oder mehren Paaren bestehenden galvanischen Erreger. Derselbe ist doppelt geschlossen und zwar durch die Wege *afngb* und *adneb*. Während die Seiten des ersteren parallel gehen, kreuzen sich die des letzteren, und somit haben beide an dem Umlauf bei *n* entgegengesetzte Richtung. Hier bewegen sich beide Dräthe in vielen Windungen um einen Magnometerstab. Vorausgesetzt nun, dass die Widerstände beider Schliessungen einander gleich sind, bringt der primäre Strom keine Ablenkung hervor. — Um ferner einen Gegenstrom darzustellen, ist in die Leitung *af* die Spirale *s* eingeschalten, und um eine gleiche Widerstandsvermehrung in der andern Leitung zu gewinnen, wurde diese um eine gleiche Drathmasse *t* verlängert, die jedoch, zur Vermeidung von Inductionsströmen, auf zwei um drei Meter von einander abstehende Glasstäbe gewunden war. Einer jeden Unterbrechung der Gesammtleitung bei *a* folgte nun ein Endgegenstrom, der, wie sich leicht ersehen lässt, die Richtung der gefiederten Pfeile hatte, wenn der Hauptstrom die der ungefiederten

Fig. 270.

besass. Im Moment des Schliessens entstand der Anfangsgegenstrom, dessen Richtung natürlich der der gefiederten Pfeile entgegenging. Der Apparat war also derart beschaffen, dass, während der primäre Strom keine Wirkung auf das Magnetometer übte, die beiden Gegenströme dasselbe ablenkten, und zwar nach entgegengesetzter Richtung.

Bezeichnet man nun mit r und $r_{,}$ die Widerstände bezüglich in der parallelen und in der gekreuzten Leitung, einschliesslich der zugehörigen Multiplicatorwindungen, und bezeichnet R den Widerstand in der Kette acb; drücken ferner A und E die durch das Magnetometer zu messenden Stärken des Anfangs- und Endgegen-

stromes aus, bei elektromotorischen Kräften, die bezüglich mit k und $k_{,}$ bezeichnet werden mögen, und sind μ und λ zwei Constanten, welche der Wirkung der beiden durch r und $r_{,}$ gehenden Stromtheile auf das Magnetometer proportional sind, so gewinnt man die folgenden Gleichungen: Zuvörderst ist die Stromstärke σ in s, solange als die den Widerstand R darbietende Leitung nicht unterbrochen ist:

$$\sigma = \frac{k}{r + \cfrac{1}{\cfrac{1}{r_{,}} + \cfrac{1}{R}}} = \frac{k(r_{,} + R)}{r(r_{,} + R) + r_{,}R}.$$

Die Stärke dieses in beiden Leitungen vom Widerstand $r_{,}$ und R gemeinschaftlichen Stromes verhält sich aber zu der Stromstärke $\sigma_{,}$ im Bogen *adcb* direct wie die Leitungsfähigkeiten beider, also ist

$$\sigma_{,} : \sigma = \frac{1}{r_{,}} : \frac{1}{r_{,}} + \frac{1}{R} = R : R + r_{,}$$

und somit

$$\sigma_{,} = \frac{kR}{r(r_{,} + R) + r_{,}R}.$$

Demnach ist aber

$$A = \frac{\mu k(r_{,} + R) + \lambda kR}{r(r_{,} + R) + r_{,}R}.$$

In sehr einfacher Weise ergiebt sich

$$E = \frac{(\mu + \lambda)k_{,}}{r + r_{,}}.$$

Soll nun der Apparat so vorgerichtet sein, dass die Wirkungen des primären Stromes auf das Magnetometer einander gleich und entgegengesetzt sind, so muss

$$\frac{\mu}{r} = \frac{\lambda}{r_{,}}$$

sein. Wird der daraus sich ergebende Werth in die Gleichungen für A und E eingesetzt, so ist

$$A = \frac{\lambda k}{r_{,}} \quad \text{und} \quad E = \frac{\lambda k_{,}}{r_{,}}.$$

Beide Werthe unterscheiden sich also nur noch durch die elektromotorischen Kräfte k und $k_{,}$ der Spirale s beim Schliessen und beim Oeffnen des primären Stromes. Kann nun aber durch Versuche nachgewiesen werden, dass die Angaben des Magnetometers beim Oeffnen und beim Schliessen des primären Stromes dieselben bleiben, so ist damit gezeigt, dass der Anfangs- und der Endgegenstrom mit gleicher Kraft erregt werden.

Diesen Nachweis zu führen, gelang jedoch erst nach einer ziemlich bedeutenden Anzahl von Versuchsreihen. Immer war nämlich der Schliessungsstrom etwas stärker als der Oeffnungsstrom. Der Grund lag darin, dass der primäre Strom selbst durch eine, wenn auch noch so schwache Polarisation gleich nach seinem Entstehen eine Beeinträchtigung erfuhr, also beim Oeffnen sich etwas schwächer zeigte als beim Schliessen. Nachdem aber der Grund entdeckt war, hielt es nicht schwer, die vollkommene Gleichheit beider Ströme nachzuweisen, denn es bedurfte nur,

den Rheomotor durch eine Seitenleitung so lange geschlossen zu erhalten, bis sein Strom nach Oeffnung derselben in die zur Untersuchung benutzte Hauptleitung übergeführt werden sollte, und nach dem Oeffnen dieser, die Schliessung durch die Seitenleitung wieder vorzunehmen. So zeigte sich also, dass die beim Oeffnen und Schliessen einer galvanischen Kette durch die Einwirkung des Stromleiters auf sich selbst entstehenden Inductionsströme gleich gross sind, wenn die inducirende Stromstärke in beiden Fällen die nämliche ist. Der Unterschied bei Benutzung von Hydroketten, welcher oft wahrgenommen wird, rührt von einer durch die Polarisation in der Säule verursachten Verminderung der inducirenden Stromstärke her.

Nachdem der vorstehende Satz bewiesen worden war, wurden die durch Induction gewonnenen Ströme mit den inducirenden verglichen, und da zeigte sich, dass die beim Oeffnen und Schliessen einer galvanischen Kette durch Einwirkung des Stromleiters auf sich selbst entstehenden Inductionsströme der inducirenden Stromstärke proportional sind.

Wieder andere Versuchsreihen wiesen direct nach, dass die Inductionsströme, die durch blosse Schwankungen der primären Stromstärke entstehen, denselben Gesetzen gehorchen als die vorigen, welche durch Aufhören und Wiederherstellen des primären Stromes erzeugt werden. Es wurden nämlich mittelst einer einfachen Vorrichtung sehr rasch grössere oder kleinere Widerstände in die Hauptleitung eingeschoben, sodass die Stromstärke zwischen den Verhältnisszahlen 81,4 und 48,6 variiren konnte. Wie zu erwarten war, zeigten sich die dabei gewonnenen Gegenströme den durch Oeffnen und Schliessen der Kette dargestellten völlig gleich.

Endlich untersuchte Edlund noch, ob die Art des Oeffnens und Schliessens einen Einfluss auf den entstehenden Inductionsstrom habe. Es zeigte sich aber, dass die Ausschläge gleich gross waren, wie auch die Kette geöffnet oder geschlossen werden mochte, sobald nur die dafür nöthige Zeit so kurz war, dass die Einwirkung des Inductionsstromes auf die Nadel als momentan betrachtet werden konnte.

V. Ausser der Anwendung, welche Magnus von den Gegenströmen machte, um mittelst derselben die Wirkung des Ankers auf Magnete zu untersuchen, und welche schon in §. 20, N. I. behandelt worden ist, muss noch die von Neeff[13] erwähnt werden, welche dahin ging, auf die Wirkung des Endgegenstromes einen Magnetelektromotor zu begründen. Es wurde nämlich eine Spirale von zwei neben einander laufenden übersponnenen Kupferdräthen auf ein Bündel von Eisendräthen (ursprünglich auf einen massiven Eisenkern) aufgewunden. Mittelst dieser Vorrichtung konnte eine galvanische Kette zur Gewinnung von Inductionsströmen in verschiedener Weise geschlossen werden. Entweder verband man den Rheomotor mit einem der beiden Dräthe und schloss den andern durch einen Bogen, um den in diesem hervorgerufenen Nebenstrom zu benutzen, wenn der primäre Kreis durch einen eingeschaltenen Unterbrecher geöffnet oder geschlossen wurde. Oder, und das war die häufigste Verwendung, man verband beide Dräthe neben einander oder endweise mit einem Unterbrecher und mit einem oder mehren galvanischen Paaren, und brachte denjenigen Bogen als Nebenschliessung zur Spirale an, welcher den beim Oeffnen des Rheomotors in der Spirale entstehenden Gegenstrom empfinden sollte. — Ursprünglich wandte Neeff das von ihm so genannte Blitzrad [§. 3, N. IV.] als Unterbrecher an. Demselben wurde jedoch bald Wagner's Hammer substituirt, bestehend aus einer mit dem Spiraldrath in Verbindung stehenden Metallfeder, die mit ihrem freien Ende auf eine mit dem andern Pole des Stromkreises in Verbindung stehende Metallplatte drückt. Ein an der Feder befestigtes Eisenstück liegt unter dem elektromagnetisirten Eisenkern, und wird, wenn der Strom geschlossen ist,

von demselben angezogen um ihn zu öffnen, um das demnächst unmagnetische Eisen zu verlassen, den Strom wieder zu schliessen, und um so das begonnene Spiel ohne äussere Nachhülfe auf unbestimmte Zeit fortzusetzen. Der Apparat diente zu physiologischen und namentlich therapeutischen Zwecken, ist aber jetzt durch zweckmässigere Constructionen, welche in §. 36 beschrieben wurden, aus der Stelle gedrängt.

So bekannt der NEEFF'sche Apparat auch geworden war, konnte er doch nicht umhin noch einmal durch FROMENT [14] erfunden zu werden.

---

[1] FARADAY. *Philos. Mag.* [3.] 5, 349 (Dec. 1834). — *Pogg. Ann. 34, 292 (1835).
[2] MASSON. **Ann. de chim. et de phys.* 66, 5 (1837). — Die hierhergehörigen Beobachtungen datiren aus dem Jahre 1834.
[3] FARADAY. *Exper. res.* Ser. IX. — *Philos. Transact. f. 1835.* p. II. *Royal Institution.* 8. Dec. 1834. — *Pogg. Ann. 35, 413 (1835).
[4] HENRY. *Sturgeon's *Ann. of El.* 1, 282 (May 1837). — *Read before the American philos. Soc.* Febr. 6th, 1835.
[5] L. NOBILI. **Antologia di Firenze.* Vol. 46. N. 136. p. 71. (Firenze dal Museo, 8 Maggio 1832.)
[6] JACOBI. *Pogg. Ann. 45, 134 (1838).
[7] MOSER. *Dove's Rep. d. Phys. Bd. 1, S. 328 ff. (1837).
[8] STURGEON. *Sturgeon's *Ann. of El.* Vol. 1, p. 67 (Sept. 28, 1836). Ferner daselbst p. 192 (April 1837).
[9] PAGE. *Sturgeon's *Ann. of El.* 1, 290 (May 1837).
[10] JACOBI. *Pogg. Ann. 45, 132 (1838). — *Bull. de l'Acad. de St. Petersbourg.* 3. N. 21.
[11] DOVE. *Pogg. Ann. Bd. 56, S. 251 und 274 (1842). — Berliner Monatsberichte. April 1842. — *Dessen Untersuchungen im Gebiete der Inductionselektricität. Berlin 1842. S. 70.
[12] EDLUND. *Pogg. Ann. 77, 161 (1849).
[13] NEEFF. *Pogg. Ann. 46, 104 (1839). — Vorgetragen auf der freiburger Naturforscherversammlung im Sept. 1838.
[14] FROMENT. *Comptes rend.* 24, 428 (1847). — *Inst.* N. 689. — *Arch. des sc. ph. et nat.* 4, 294 (1847).

§. 38. Ströme höherer Ordnungen.

Gleichwie ein jeder galvanische Strom beim Entstehen und Vergehen in einem benachbarten geschlossenen Leiter secundäre Ströme von entgegengesetzter Richtung inducirt, können auch diese secundären Ströme wieder benutzt werden, um Ströme dritter Ordnung in benachbarten geschlossenen Leitern hervorzurufen, und diese Ströme dritter Ordnung, um Ströme vierter Ordnung u. s. f. zu erzeugen. Indem nun aber die Ströme zweiter Ordnung schon von momentaner Dauer sind, müssen die von ihnen inducirten Ströme dritter Ordnung aus zweien bestehen, einem von rückläufiger Bewegung, der beim Beginn, und einem von gleichlaufender Richtung, der beim Vergehen des secundären erregt wird. Beide werden aber wiederum je zwei Ströme induciren müssen, sodass der Strom vierter Ordnung aus vier, und aus demselben Grunde der Strom fünfter Ordnung aus acht u. s. w. sich entgegengerichteten Strömen bestehen muss. Selbstredend ist nun die Dauer aller Einzelströme zusammen, aus denen ein Strom höherer Ordnung besteht, nicht wesentlich grösser, als die Dauer des secundären Stromes, sie ist gleich dieser momentan. Und da nun ferner ohne Zweifel alle diese Sonderströme an Stärke einander gleich sind, so muss es auffallen, dass sie sich nicht in ihren Wirkungen gegenseitig vernichten, und dass sie über-

haupt beobachtet werden können. In Wahrheit hat sich aber auch bei der Untersuchung derselben herausgestellt, dass sie wesentlich nur gegen solche Prüfungsmittel reagiren, welche geeignet sind, einen Zeitunterschied zu empfinden, während andere Mittel, welche durch grössere oder geringere Plötzlichkeit des Stosses nicht beeinflusst werden, die Gegenwart derselben nicht oder nur sehr unvollkommen kund zu geben im Stande sind. Am schroffsten stehen sich in dieser Hinsicht die physiologischen und die galvanometrischen Wirkungen gegenüber. Die Magnetisirung des Stahls, die Erwärmung des elektrischen Thermometers und die Lichterscheinungen verhalten sich wie erstere, das Magnetisiren des weichen Eisens und die chemischen Zersetzungen aber sind in ihrer Unempfindlichkeit dem Galvanometer ähnlich. Da man nun aber mit Hülfe der Magnetisirung von Stahlnadeln die Richtung der magnetisirenden Ströme bestimmen kann, so hat dieses Mittel dazu dienen müssen, die der Ströme höherer Ordnung zu finden. Es stellte sich dabei als allgemeine Regel heraus, dass *die Richtung eines Stromes irgend welcher Ordnung so beschaffen sei, als ob sein erster Einzelstrom stärker wäre als alle übrigen.* Demgemäss würden also z. B. die vom secundären Schliessungsstrom abhängigen Ströme dritter, fünfter u. s. w. Ordnung von derselben, die Ströme zweiter, vierter u. s. w. Ordnung von entgegengesetzter Richtung sein, wie der primäre, und für den secundären Oeffnungsstrom würde das Umgekehrte gelten.

Ist nun die Existenz der Ströme höherer Ordnung festgestellt, so erklärt sich daraus manche auffallende Thatsache. Zuvörderst lehren die gewöhnlichsten Versuche, dass, wenn man eine Inductionsspirale mittelst Handhaben durch den Körper schliesst, die Oeffnungströme ungleich stärker empfunden werden als die Schliessungsströme. Indem nun beim Schliessen einer Kette, sowohl im primären Bogen als in der Nebenspirale ein secundärer Strom zu Stande kommen kann, und indem der erstere in der Nebenspirale einen tertiären Doppelstrom inducirt, der erst dem secundären entgegengeht, und dann ihm gleichgerichtet ist: so wird dadurch die von dem secundären Strom in Bewegung gesetzte Elektricitätsmenge nicht vermindert, wohl aber wird die Dauer, während welcher dieselbe im Bogen umläuft, verlängert. Wenn aber der primäre Strom geöffnet wird, dann kann sich in seinem Leiter ein secundärer Strom nicht oder nur höchst unvollkommen entwickeln, seine Rückwirkung auf den Strom in der Nebenspirale fällt also fort, und dieser verläuft ohne Verzögerung. Nun empfindet aber der Organismus die bewegte Elektricität besonders dann, wenn er plötzlich von ihr durchströmt wird, während er eine gleiche Elektricitätsmenge ungleich schwächer empfindet, wenn sie auf längere Zeit vertheilt ist. Und daher erklärt es sich, dass der secundäre Oeffnungsstrom stärker gefühlt wird als der Schliessungsstrom.

Die Gegenwart des benachbarten geschlossenen Leiters ist es also, welche im vorigen Falle den Schliessungsstrom schwächer erscheinen lässt als den Oeffnungsstrom. Wie nun, wenn auch beim Ausgleichen des Oeffnungsstromes durch den Organismus ein geschlossener Leiter, sei es eine Spirale oder ein Blechschirm, gegenwärtig ist? Offenbar werden dieselben auch schwächend auf diesen wirken. Und das stimmt mit der Erfahrung, denn Inductionsspiralen auf

geschlossene Blechcylinder gewunden, oder solche bei denen sich einzelne Windungen berühren, geben nur sehr mangelhafte physiologische Wirkungen. — Dasselbe gilt aber für den Gegenstrom ebenso wohl wie für den Nebenstrom, bei ersterem kommt ja fast ohne Ausnahme nur der Oeffnungsstrom in Anwendung.

Hieraus erklärt sich ferner die überwiegende physiologische Wirkung der Eisendrathbündel über massive Eisenkerne, wenn es gilt die elektrodynamische Induction durch elektromagnetische zu verstärken. Liegen massive Eisenkerne in der Inductionsrolle, dann wirken sie wie ein geschlossener Leiter, denn auf ihrer Peripherie können verzögernde secundäre Ströme zu Stande kommen. Sind die Eisenkerne aber in isolirte Dräthe zerspalten, dann geschieht die beabsichtigte Wirkung mit unverzögerter Plötzlichkeit, und statt des fliessenden Stromes wird die schlagende Welle empfunden.

Anders steht es aber um die galvanometrische Wirkung. Der secundäre Anfangsstrom lenkt die Nadel mit derselben Kraft ab wie der Oeffnungsstrom, und die Wirkung ist dieselbe, mag ein geschlossener Leiter sich in der Nachbarschaft des Inductionsdrathes befinden oder nicht; die heftig schlagenden Drathbündel bewirken keine grössere Ablenkung der Galvanometernadel als ein massiver Eisenkern von gleichem Umfang. Für das Galvanometer ist die nachgewiesene Verzögerung zu gering, es empfindet alle Inductionsströme als momentane Ströme.

Von ganz besonderem theoretischen und praktischen Interesse ist die bezeichnete Verschiedenheit der physiologischen Wirkungsweise massiver und zertheilter Eisenkerne bei galvanometrischer Gleichheit, sobald sie als Einlagen in Inductionsrollen benutzt werden. „Eisen in Form massiver Stangen oder in der Form isolirter Drathbündel durch den Strom einer galvanischen Kette einer Thermosäule, einer KLEIST'schen Flasche oder Batterie, oder endlich durch Annähern an einen Stahlmagneten magnetisch erregt, bedingt elektrische Ströme in einem es umgebenden Drathe. Die inducirende Wirkung derselben Eisenmasse nun, als ununterbrochenes Continuum, ist im Allgemeinen sehr verschieden von der Wirkung derselben Eisenmasse, wenn sie in isolirte Dräthe aufgelöst ist; diese Verschiedenheit ist aber anderer Art, je nach der Weise, wie das Eisen magnetisirt wurde. Bei dem Magnetisiren nämlich durch Annähern an einen Stahlmagneten steigert sich durch Auflösen desselben in Dräthe keine Wirkung des vom verschwindenden Magnetismus inducirten Kernes, auch wirkt ein von einer geschlossenen leitenden Hülle umgebenes Drathbündel wie ein offen daliegendes. Bei dem Magnetisiren des Eisens durch den Schliessungsdrath einer galvanischen oder Thermokette dagegen bleibt bei dem Auflösen des Eisens in Drathbündel zwar die galvanometrische Wirkung des Stromes, welchen der bei dem Oeffnen der Kette verschwindende Magnetismus erzeugt, dieselbe, so wie die Eigenschaft dieses Stromes, weiches Eisen zu magnetisiren; seine physiologischen Wirkungen, die bei seiner Unterbrechung erscheinenden Funken und der durch ihn im Stahl hervorgerufene Magnetismus sind aber viel kräftiger. Umgiebt man das Drathbündel mit einer leitenden Hülle, so verhält es sich wie eine massive Eisenmasse. Ist die Hülle dagegen der Länge nach aufgeschnitten, so wirkt es fast so kräftig wie ein offen liegendes. — Der von dem Schliessungs-

drath in den Hüllen inducirte und jene Verschiedenheiten bedingende Strom lässt sich nachweisen, wenn man die Ränder einer der Länge nach aufgeschnittenen Hülse durch ein Galvanometer oder ein anderes Rheoskop schliesst. Aufgeschnittene Röhren mit unverbundenen Rändern sind ebenso unwirksam als umhüllende Drathspiralen mit unverbundenen Enden. Sind dagegen die Ränder geschlossen oder die Enden der Spiralen mit einander verbunden, so wirken beide desto kräftiger, je leitender die Substanz ist, aus der sie bestehen. Bei dem Magnetisiren der eisernen Drathbündel durch Annähern an einen Magnet sind sie dagegen unwirksam, weil hier kein Schliessungsdrath wie bei dem Elektromagnetisiren vorhanden ist, der in ihnen einen elektrischen Strom erregt."

I. Veranlasst durch die Beobachtung H. Davy's, dass die Magnetisirung von Stahlnadeln mittelst Entladung elektrischer Flaschen durch zwischengelegte Platten von leitenden und isolirenden Substanzen ungehindert von Statten gehe, untersuchte Henry [1] mit Anwendung von galvanischer Elektricität, und kurz darauf Marianini [2] mit Anwendung von Maschinenelektricität und mit ganz analogen Ergebnissen, ob entsprechende Erscheinungen auch für Inductionsströme beobachtet werden könnten. Die Fragestellung ging dahin: werden in einer Inductionsspirale Ströme durch eine primäre Spirale hervorgerufen, wenn zwischen beiden sich eine Metallplatte befindet? Die eigenthümlichen dabei beobachteten und alsbald mitzutheilenden Erscheinungen führten ihn zur Entdeckung der Inductionsströme höherer Ordnungen. Es war kaum vorauszusehen, dass der beim Entstehen auch verschwindende secundäre Strom einen andern zu induciren im Stande wäre, indem der beim Entstehen inducirte den beim Verschwinden hervorgerufenen entgegengesetzten Strom in seinen Wirkungen vernichten müsste, und dennoch konnten die Inductionsströme dazu benutzt werden, immer wieder Ströme zu induciren. Henry nennt nun die mittelst der primären Ströme inducirten secundäre oder Ströme zweiter Ordnung, die mittelst dieser inducirten tertiäre oder Ströme dritter Ordnung u. s. f.

Um nun die Ströme höherer Ordnungen darzustellen, bediente sich Henry flacher Spiralen aus langen Kupferstreifen mit zwischengelegten isolirenden Bändern aufgewunden, und gewöhnlicher cylindrischer Spiralen von übersponnenem Kupferdrath. Diese wurden, um z. B. Ströme vierter Ordnung zu induciren, zusammengestellt, wie *Fig.* 271 andeutet.

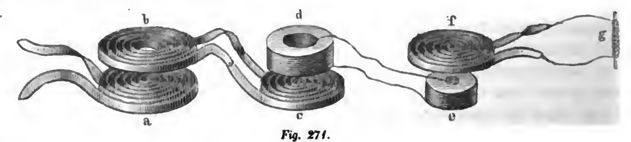


Fig. 271.

Es war

a	ein	Kupferband	93 Fuss	lang	und	$1\frac{1}{2}$	Zoll breit,
b	ein	Kupferband	60 ,,	,,	,,	$1\frac{1}{2}$	,, ,,
c	ein	Kupferband	60 ,,	,,	,,	$\frac{3}{4}$	,, ,,
d	eine	Drathrolle	1660 Yard	,,	,,	$\frac{1}{49}$	,, ,,

u. s. f.

Bildete *a* einen Theil eines galvanischen Umlaufes, in welchem sich ausserdem noch ein Stromunterbrecher befand, so leitete dieser den primären Strom, und inducirte in *b* den secundären. Durch die Spirale *c* glich sich derselbe aus und diese inducirte in der Spirale *d* den tertiären Strom, welcher sich durch die mit *d* einen

geschlossenen Umlauf bildende Spirale *e* ergoss, um in der benachbarten Spirale *f* den Strom vierter Ordnung zu induciren. In *g* befinden sich schliesslich die stromprüfenden Mittel.

Endete nun die letzte Spirale in Metallgriffen, die mit nassen Händen gefasst wurden, so konnte selbst noch ein Strom fünfter Ordnung von einer Person bis zu den Armgelenken gefühlt werden. Ein Strom dritter Ordnung wurde von 25 sich anfassenden Personen gefühlt, und konnte selbst dann noch durch die Zunge empfunden werden, wenn die Spirale *d* 18 Zoll über *c* stand.

Was die Richtung betrifft, so wurde dieselbe durch Einschaltung einer kleinen Magnetisirungsspirale bei *g* und Prüfung der Polarität eines in derselben dem Strome ausgesetzt gewesenen Stahlstäbchens beurtheilt. Es fanden sich die beim Verschwinden des primären Stromes entstehenden Ströme zweiter, vierter . . . Ordnung von gleicher, die Ströme dritter, fünfter . . . Ordnung aber von entgegengesetzter Richtung wie der primäre. — Einer spätern Abhandlung zufolge stellte Henry [3] auch die Ströme höherer Ordnungen beim Schliessen der primären Kette dar. Die Prüfung der Richtung geschah auch hier durch Magnetisirung von Stahlstäbchen in der Spirale *g* und es wurden, wie vorauszusehen war, jetzt die Ströme dritter, fünfter . . Ordnung mit dem primären gleichgerichtet, und die Ströme zweiter, vierter . . Ordnung ihm entgegengerichtet gefunden. Auch durch das Galvanometer wurde die Richtung der Ströme höherer Ordnungen controllirt, doch zeigten sich, wie noch näher erörtert werden soll, die Angaben desselben schon für Ströme vierter Ordnung fast unmerklich. Es wird nicht überflüssig sein, die genannten Stromesrichtungen nochmals tabellarisch zusammenzustellen, und durch (+) und (—) in leicht verständicher Weise zu bezeichnen.

	Beim Beginne.	Beim Oeffnen.
Primärer Strom	+	+
Strom zweiter Ordnung	—	+
„ dritter „	+	—
„ vierter „	—	+
„ fünfter „	+	—

II. Auffallend ist es, dass für physiologische Versuche und für die Magnetisirung des Stahles, wohl auch für die Erzeugung von Funken der secundäre Nebenstrom beim Schliessen der primären Kette ungleich schwächer auftritt als der beim Oeffnen derselben entstehende, während für galvanometrische, chemische und thermische Versuche sich beide als gleich herausstellen. Schon Faraday [4] beobachtete stärkere physiologische Wirkungen des Schliessungs- als des Oeffnungsstromes, den Schlüssel zur Erklärung geben die Ströme höherer Ordnungen. Die erste Klasse von Erscheinungen tritt nämlich bei gleicher Stärke um so entschiedener hervor, in je kürzerer Zeit die Aenderung, welche ein Strom von beliebiger Ordnung erleidet, zusammengedrängt ist, während es bei der letztgenannten Kategorie blos auf die Grösse des Unterschiedes ankommt, und nicht auf dessen Plötzlichkeit. „Nicht der absolute Werth“ — formulirt Du Bois [5] das Gesetz der Nervenerregung — „der Stromdichtigkeit in jedem Augenblick ist es, auf den der Bewegungsnerv mit Zuckungen des zugehörigen Muskels antwortet, sondern die Veränderung dieses Werthes von einem Augenblick zum andern, und zwar ist die Anregung zur Bewegung die diesen Veränderungen folgt um so bedeutender, je schneller sie bei gleicher Grösse vor sich gingen, oder je grösser sie in der Zeiteinheit waren.“ Wird nun ein galvanischer Strom durch einen langen Drath geschlossen, in dessen Nähe sich ein anderer langer Drath befindet, so entsteht ein Inductionsstrom sowohl in der Hauptleitung (Gegenstrom) als auch ein solcher in der Nachbarleitung (Nebenstrom). Der Gegenstrom inducirt aber beim Entstehen in dem benachbarten

Leiter einen Strom ($+a$) dritter Ordnung, welcher seiner eigenen Richtung, und somit auch der des Nebenstromes entgegengeht. Bei seinem Verschwinden inducirt er nun zwar in dem benachbarten Leiter einen Strom ($-e$) von gleicher Richtung des secundären, sodass der Endeffect dieser Wechselwirkung ein gegenseitiges Aufheben von $+a$ und $-e$ und dem zufolge ein ungeschwächtes Auftreten des secundären Nebenstromes ist für alle Prüfungsmittel, die blos seine Stärke messen. Durch diesen Process entsteht aber eine Verzögerung des secundären Stromes in der Nachbarleitung, so dass alle Prüfungsmittel, welche wie die physiologischen gleichzeitig auch diesen Einfluss empfinden, eine Schwächung des Effectes im Gefolge haben. — Anders ist es mit dem Oeffnungsstrom. Hier kann der secundäre Strom in der Hauptleitung nur zum geringen Theil zu Stande kommen, nur insoweit nämlich, als er noch stark genug ist, den entstehenden Zwischenraum zu durchschlagen, er wird also auch nur einen in dem Maasse schwächeren tertiären Strom in der Nachbarleitung induciren, und somit den hier hervorgerufenen secundären Strom in der Plötzlichkeit seiner Wirkungen nicht beeinträchtigen. Statt vieler Versuche mag als Beleg des Gesagten nur folgender Versuch von Henry angeführt werden. Mit einem einfachen DANIELL'schen Element, welches durch eine 60 Fuss lange Bandspirale geschlossen wurde, und mit Benutzung einer auf jene gelegten Inductionsrolle von 1660 Yard Kupferdrath war der Oeffnungsschlag sehr stark, der Schliessungsschlag aber nur in den Fingern oder auf der Zunge fühlbar.

Hiermit ist aber auch der Weg an die Hand gegeben, den Schliessungsschlag in der Nachbarspirale fühlbarer zu machen. Es kommt nämlich nur darauf an, den Gegenstrom beim Schliessen zu schwächen, ohne dass dadurch der primäre Strom ebenfalls geschwächt wird. Das erreicht man aber namentlich, wenn man den primären Bogen durch eine grössere Anzahl von Elementen erregt. Durch Einschaltung von neuen Hydroketten wird nämlich der Gesammtwiderstand vermehrt, während bei einem rein metallischen Schliessungsbogen die Stärke des primären Stromes wenigstens nicht wesentlich vergrössert zu werden braucht. Der Gegenstrom aber, der ja im Schliessungsbogen entsteht, wird geschwächt, denn für ihn ist eine Vermehrung der Elemente nichts anderes als ein Widerstand leistendes Mittel. In Wahrheit fand Henry, dass, wenn der vorige Versuch unter Anwendung von 10 DANIELL'schen Elementen wiederholt wurde, der Schliessungs- und der Oeffnungsschlag einander gleich waren; bei Anwendung von 30 Elementen soll der Schliessungsschlag sogar stärker ausgefallen sein als der Oeffnungsschlag. Durch dieses Mittel erhielt er sogar ohne primäre Spirale einen Schliessungsschlag. Er stellte nämlich eine Batterie von 10 Elementen im Kreise um die secundäre Spirale herum. Schloss er die ersteren in sich und die letztere durch den Körper, so erhielt er einen Schliessungsschlag, der in den Händen fühlbar war, während der Oeffnungsschlag kaum an der Zunge empfunden werden konnte. — Ein anderes Mittel, den Schliessungsschlag zu verstärken, ergiebt sich aus dem folgenden Versuch. Es wurden zwei Kupferbänder von je 60 Fuss Länge neben einander aufgewunden und auf dieselben die Inductionsspirale gelegt. Wurde nun mit einem der Bänder eine Kette geschlossen, während die beiden Enden des andern unverbunden blieben, so erhielt man einen kaum wahrnehmbaren Schliessungsschlag, während der Oeffnungsschlag die gewohnte Stärke hatte. Wurden aber die Enden des andern Kupferbandes mit einander verbunden, so erhielt man beim Schliessen des ersten Bandes einen fast eben so starken Schlag als beim Oeffnen. Durch Gegenwart des zweiten geschlossenen Bandes wird nämlich die vorher erörterte Wechselwirkung vorzugsweise auf dieses bezogen, da es der primären Schliessung näher liegt als die eigentliche Inductionsspirale. Hierdurch wird aber die letztere von dem entgegenstehenden Strome dritter Ordnung möglichst befreit, und somit die physiologische Wirkung des Schliessungsstromes weniger vermindert. Die des Oeffnungsstromes wird aber,

wie sich sofort zeigen wird, mehr vermindert, also werden beide sich ähnlicher als für das offen gelassene zweite Band. Auch dieser Versuch bestätigt also, dass die Schwäche des Schliessungsschlages bei Anwendung einer einfachen Kette und eines langen Gewindes vorzugsweise herrührt von dem entgegenwirkenden Einfluss des secundären Stromes, der in dem primären Leiter selbst inducirt wird.

Wie schon bemerkt wurde, wirkt eines der wesentlichsten Mittel schwächend auf den Oeffnungschlag, welches einen verstärkenden Einfluss auf den Schliessungsschlag äussert. Es ist dieses nämlich eine in der Nachbarschaft der inducirenden und der inducirten Spirale befindliche dritte geschlossene Spirale. Die Erklärung liegt nach dem Frühern auf der Hand, denn wenn die primäre Spirale geöffnet wird, inducirt sie in beiden benachbarten geschlossenen Leitern Ströme von gleicher Richtung des primären; jeder der beiden so hervorgerufenen Ströme inducirt aber sowohl in seinem eignen, als in dem benachbarten Leiter Ströme dritter Ordnung, welche entgegengesetzte Richtung besitzen, also die sie erzeugenden Ströme zweiter Ordnung verzögern und somit deren physiologische u. s. w. Wirkungen schwächen. Henry und nach seinem Vorgang Masson und Brequet [6] legten eine Kupferspirale a' der *Fig. 272* zwischen die primäre a und die Inductionsspirale a''. Waren die Enden von a' metallisch verbunden, so waren die Schläge durch a'' verschwindend klein. Dieselben wurden aber immer wahrnehmbarer, ein je grösserer Widerstand zwischen die Enden von a' gebracht wurde, und waren sie unverbunden, so traten die Oeffnungsschläge ebenso stark auf, als ob die Zwischenspirale gar nicht vorhanden gewesen wäre. Ganz ähnlich verhielt sich der Gegenstrom, welcher mittelst der Spirale M der *Fig. 258* auf Seite 411 bei Schliessung der Enden ab durch einen Rheomotor und einen Unterbrecher, sowie durch Nebenschliessung mit dem menschlichen Körper erhalten wurde, sobald in den Nachbardrath $a'b'$ immer grössere Widerstände eingeschalten wurden. Dasselbe zeigte sich bei einem ringförmigen Gewinde, welches um die inducirende Spirale gelegt wurde, es schwächte die physiologischen Wirkungen bedeutend, wenn seine Enden mit einander verbunden waren. Nicht anders wirkten Messing- oder Eisencylinder, wenn sie zwischen beiden Rollen lagen. — In einem andern Versuche befanden sich zwei Inductionsrollen so in der Nachbarschaft einer primären Rolle, dass die Schläge beider gesondert genommen einander merklich gleich waren. Geschah aber die Schliessung durch beide Rollen gleichzeitig, so war die Erschütterung merklich geringer. — Hieraus erklärt sich aber die überaus schädliche Wirkung zweier sich metallisch berührender Windungen in Inductionsspiralen, während in Magnetisirungsspiralen dieser Nachtheil in ungleich geringerem Grade hervortritt. Die sich berührenden Windungen bilden nämlich einen geschlossenen Ring und schwächen somit den Strom in allen übrigen Windungen. So z. B. war eine Rolle von 546 Yard Kupferdrath für Inductionsversuche sehr wirksam befunden worden. Sie ertheilte aber kaum noch Spuren von Schlägen, nachdem eine Kleist'sche Flasche durch dieselbe entladen und dadurch der isolirende Firniss an der einen oder andern Stelle zerstört worden war. Da der Einfluss auf die Inductionsfunken wesentlich derselbe ist wie auf die Inductionsschläge, gilt das Gesagte ebensogut für diejenigen Inductionsapparate, bei denen vorzugsweise eine Darstellung der Lichterscheinungen beabsichtigt wird, wie z. B. für die Ruhmkorff'schen Apparate (§. 36), und deswegen wurde a. a. O. z. B. besonders darauf aufmerksam gemacht, sie nicht durch zu starke primäre Ströme zu erregen, damit ein Ueberschlagen der secundären Ströme von einer Windung zur andern nicht eine dauernde Berührung derselben hervorrufe.

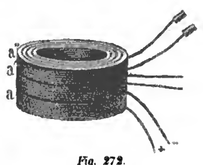


Fig. 272.

Statt eine dritte Spirale in der Nachbarschaft der primären aufzustellen, kann aber auch die primäre Spirale selbst schwächend auf die secundäre wirken wie in folgendem Versuche. Es wurde die primäre Spirale durch Quecksilbernäpfchen mit dem Rheomotor in Verbindung gesetzt. Sollte nun der Strom aus derselben entfernt werden, ohne dass sie geöffnet zu werden brauchte, so wurde ein kurzer dicker Verbindungsdrath von einem Näpfchen zum andern übergeführt. Durch dieses Mittel wurden aber die Inductionsschläge der secundären Spirale ebenfalls auf ein Minimum herabgebracht.

Wie der Nebenstrom verhält sich nun auch der Gegenstrom. Wird eine Kette durch eine lange Spirale geschlossen, und befindet sich derselben sehr nahe eine andere geschlossene Spirale, so treten nur schwache Funken und Schläge beim Oeffnen hervor. Ist aber die andere Spirale ungeschlossen, so sind die Schläge so stark, als ob sie gar nicht gegenwärtig wäre. Werden die Enden derselben einander blos sehr nahe gebracht, so schlägt zwischen ihnen ein Funke über, wie schon Faraday [7] bemerkte.

Wie geschlossene Spiralen, nur ungleich kräftiger, wirken Metallplatten, wenn sie zwischen die inducirende und die inducirte Spirale eingeschalten werden. Und das war der Ausgangspunkt von Henry's Untersuchung. Wird nämlich eine Eisenplatte, oder irgend eine andere Metallplatte zwischen beide Spiralen geschoben, so werden sofort alle Inductionsschläge vernichtet. Platten von isolirenden Substanzen verhalten sich aber wirkungslos. Waren die Metallplatten sehr dünn — etwa Zinnfolie oder eine 0,1 Zoll dicke Zinkscheibe — so konnten noch Wirkungen wahrgenommen werden, die mit der Stärke des Rheomotors und der Dünne der Platte wuchsen. Eine mit einem Ausschnitt versehene Bleiplatte, oder zwei dergleichen isolirt auf einander liegende Platten, deren Ausschnitte sich nicht deckten, waren ohne schwächende Wirkung. Der hemmende Einfluss trat aber sofort wieder hervor, wenn die Ausschnitte an den Enden mit Dräthen in leitende Verbindung gebracht wurden. Befand sich in diesen Drathleitungen eine Magnetisirungsspirale, so wies eine in derselben befindliche Stahlnadel bei jeder primären Entladung einen secundären Strom nach. — Um den Einfluss der Zwischenplatten auf den Nebenstrom zu untersuchen, brachte R. Philips [8] zwei sich vollständig compensirende Nebenspiralen auf beiden Seiten einer flachen Hauptspirale an. Beide widersinnig mit einer Magnetisirungsspirale verbunden wirkten nicht auf eine eingelegte Stahlnadel. Wurden aber zwischen eine oder beide Nebenspiralen und die Hauptspirale Metallplatten geschoben, so konnte durch den Sinn der hervorgerufenen Magnetisirung die hemmende Wirkung erkundet werden. Aus verschiedenen Versuchen ging namentlich hervor, dass der Einfluss der Dicke und dem Leitungsvermögen der Zwischenplatten proportional ist, und der Einfluss auf den Schliessungsstrom geringer ist als auf den Oeffnungsstrom.

Für die Praxis ist aus den vorstehenden Nachweisen über die Wirkungen der Zwischenplatten zu entnehmen, dass man Inductionsspiralen, welche zu physiologischen und andern Inductionsversuchen benutzt werden sollen, wo eine Verzögerung der Nebenströme von Einfluss ist, niemals auf geschlossene Metallcylinder winden darf. Will man sich der im übrigen so bequemen Blechcylinder bedienen, so müssen dieselben ihrer Länge nach aufgeschlitzt werden, analog den Bleiplatten in Henry's Versuch.

III. Henry hat nicht selbst eine Erklärung davon gegeben, dass überhaupt Ströme höherer Ordnung nachgewiesen werden können, und dass sie eine bestimmte auf den Sinn des secundären Stromes bezügliche Richtung besitzen. Hat man aber einen einfachen Strom zweiter Ordnung von einer gewissen Richtung dargestellt, so muss derselbe in einer Nachbarleitung nothwendigerweise beim Beginn einen ihm entgegengesetzten und beim Verschwinden einen ihm gleichgerichteten

Strom dritter Ordnung induciren. Ingleichen muss ein Strom vierter Ordnung aus vier und ein Strom $n$ter Ordnung aus 2^{n-2} abwechselnd entgegengesetzt gerichteten Einzelströmen bestehen, welche voraussichtlich absolut dieselbe Stärke besitzen und sich somit gegenseitig aufheben werden. Erst Abria [9] versuchte eine Erklärung, indem er etwa meint, dass, wenn alle Antheile, aus denen die Ströme höherer Ordnungen bestehen, durch die einzelnen Apparattheile gleich gut fortgeleitet würden, auch ihre Rückwirkungen auf die niedern Ströme unter allen Umständen dieselben sein müssten. Es würde also z. B. der Schliessungsstrom ebenso stark für das Gefühl ausfallen als der Oeffnungsstrom. Da aber dieses nicht der Fall sei, würden gewisse Stromesrichtungen durch die in demselben Drath circulirenden und durch den benachbarten geschlossenen Umlauf hervorgerfenen Ströme höherer Ordnung unterstützt oder beeinträchtigt, und daraus entstünden die besondern Wirkungen der Ströme höherer Ordnung auf das Gefühl u. s. w., welche durch das Galvanometer nicht nachweisbar sind.

Mit dieser Erklärung können wir um deswillen nicht einverstanden sein, weil ein verschiedenes Leitungsvermögen eines und desselben Bogens für entgegengesetzt gerichtete Ströme gleicher Qualität unmöglich zu Grunde gelegt werden darf. Ungezwungener möchten vielmehr die folgenden Erörterungen erscheinen. Wenn wir mit (+) die Richtung des primären Stromes bezeichnen und mit (—) die entgegengesetzte, so lassen sich die Richtungen der Einzelströme, aus denen irgend eine Ordnung zusammengesetzt ist, tabellarisch zusammenstellen wie folgt:

Stromes-ordnung.	Richtung der Einzelströme.
1.	+
2.	— +
3.	+ — — +
4.	— + + — + — — +
5.	+ — — + — + + — — + + — + — — +

Ein Blick auf diese Zusammenstellung zeigt nun, dass der Wechsel der Sonderströme um desto häufiger und um so rascher stattfindet, einer je höhern Ordnung sie angehören, und dass im Vergleich mit der oben Seite 437 gegebenen Tabelle für das die Richtung der Ordnung bestimmende Prüfungsmittel immer der beginnende Strom massgebend ist. Wenn nun auf physiologischem Wege die Ströme höherer Ordnung wahrgenommen werden können, so darf das nicht auffallen, denn die Schläge der Kleist'schen Flasche werden ebenfalls wohl empfunden, und bestehen bekanntlich mehr noch als die der höheren Ordnungen aus einer grossen Reihe hin- und rückläufiger Einzelströme. Auch für galvanische Ströme hat Masson [10] zum Ueberfluss nachgewiesen, dass ihre physiologischen Wirkungen nicht geschwächt werden, wenn sie im raschen Wechsel nach entgegengesetzter Richtung ihre Bahn durchlaufen. Ingleichen geben die Ströme der Flasche Funken wie die hier in Rede stehenden, und auch hierzu ist eine stets gleiche Richtung nicht nothwendig. Wenn aber die Richtung der Ströme höherer Ordnung durch die Magnetisirung von Stahlnadeln bestimmt worden ist, so lässt sich dieses auf die bekannte Erfahrung zurückführen, dass, wenn dem Stahl eine gewisse Polarität durch eine gegebene Kraft ertheilt worden ist, jedesmal nur durch eine beträchtlich grössere vertheilende

Kraft diese Polarität genommen oder in die entgegengesetzte verwandelt werden kann. Ist also demzufolge die in der Magnetisirungsspirale befindliche Nadel durch den ersten Stoss eines Stromes irgend welcher Ordnung magnetisirt worden, so behält sie die von dessen Richtung abhängige Polarität bei, wenn auch demnächst noch einer oder mehre Stösse von mehrfach wechselnder Richtung auf sie einwirken. — Mit gleicher Leichtigkeit lassen sich die (in N. VII. zu besprechenden) schwachen chemischen Wirkungen mit der gegebenen Anschauung in Einklang bringen, und nicht minder erklärlich ist es, dass das Galvanometer schon kaum auf Ströme vierter Ordnung reagirt, dass vielmehr „die Nadel nur noch zuckt, als ob sie von dem allerkürzesten Stosse getrieben würde, während sie von den Strömen fünfter Ordnung bei deutlicher physiologischer Wirkung nicht mehr afficirt wird." —

IV. Den Erklärungsgrund für die verschiedenen physiologischen Wirkungen des Oeffnungs- und Schliessungsstromes derselben primären Kette haben wir fast zu wiederholen, wenn wir diejenige Verschiedenheit in den magnetoelektrischen Wirkungen erörtern wollen, die zuerst von BACHHOFFNER [11] an massiven Eisenkernen und an Dratheinlagen beobachtet wurde. Es geben nämlich Inductionsspiralen, in denen Kerne von Eisendrathbündeln liegen, ungleich stärkere physiologische Wirkungen, als wenn massive Eisenkerne von gleichem Gewicht sich in denselben befinden, und die verstärkende Wirkung tritt ebensogut für den Gegenstrom als für den Nebenstrom ein. — STURGEON [12] wiederholte und erweiterte diese Versuche. Er construirte nämlich eine Spirale von einem dicken 260 Fuss langen Kupferdrath, über welche eine andere von dünnem 1300 Fuss langem Drath gewunden wurde. Die erstere bildete nebst einer Feder, die auf der Peripherie eines drehbaren gezahnten Rades zur Stromunterbrechung schleifte, die Schliessung einer Kette, und die Enden der letzteren wurden mit den Händen gefasst. Die hierdurch entstandenen Schläge waren schon schmerzhaft und die Funken ziemlich hell. Schläge wie Funken wurden aber vermehrt, wenn ein cylindrischer Eisenstab in die Rollen zu liegen kam. Im letztern Falle trat wieder eine Verminderung der Erscheinungen ein, wenn sehr rasch gedreht wurde, ja sie verschwanden vollständig, wenn die Drehungen bis zu 32400 Unterbrechungen in 1 Minute vermehrt wurden, zum Beweis, dass zur Magnetisirung und Entmagnetisirung des massiven Eisenkernes eine merkliche Zeit erforderlich ist. — Wurde ferner der Eisenstab mit einem Flintenlaufstück vertauscht, so waren die Schläge noch stärker, und noch bedeutender wurden sie vermehrt durch einen Cylinder von verzinntem Eisenblech. STURGEON behauptet sogar, und das wahrscheinlich mit Unrecht, dass die Wirkung der letzteren Einlage noch kräftiger gewesen sei, als wenn Eisendräthe nach BACHHOFFNER's Angabe benutzt wurden, sicher sei aber keine Erhöhung der Wirkung gegen die des Blechcylinders allein eingetreten, wenn die Eisendräthe in denselben und mit ihm in die Spirale gelegt wurden. Eine Platte vom dünnsten verzinnten Eisenblech dagegen und von doppelter Breite als das zum Cylinder benutzte, zu einer compacten Spirale zusammengerollt, brachte nur einen geringeren Effect hervor.

Die Erklärung dieser sonderbaren Erscheinungen verdanken wir MAGNUS [13]. Derselbe wies zuvörderst nach, dass nicht die grössere Weichheit des zum Drath gewöhnlich benutzten Eisens den Grund abgiebt, denn harte Eisendräthe, ja sogar Stahldräthe gaben ebenfalls stärkere Zuckungen, als massive Kerne von weichem Eisen. Die Wirkung beruht also auf der Trennung der Masse. Damit stimmt überein, dass sich besponnene Dräthe etwas, wenn auch nicht gerade viel stärker zeigten als nackte. Auf eine Magnetnadel wirkten Drathkerne allerdings etwas stärker, als massive Eisenkerne von gleichem Gewicht, aber nicht in dem Verhältniss, wie auf den Körper. Es ist also nicht der stärkere Magnetismus, sondern ein stärkerer Inductionsstrom beim Oeffnen der Kette die Ursache der Verschiedenheit. Namentlich ist aber der Grund in einer Unterbrechung der stromleitenden Substanz des Eisen-

kernes senkrecht zur Axenrichtung zu suchen, denn wurden die Dräthe in ROSE'sches Metall eingeschmolzen oder nur mit einer hohlen Metallröhre umgeben, so wirkten sie nicht mehr stärker wie ein massiver Eisenkern. Die Wirkung trat jedoch sofort wieder hervor, sobald die Metallhüllen der Länge nach aufgeschlitzt wurden.

Das führt nun zur Einsicht in den Vorgang. Der massive Eisenkern wirkt nämlich in der in Rede stehenden Combination nicht allein durch seine Magnetisirbarkeit, sondern er verhält sich auch wie ein geschlossener Leiter. Demzufolge wird beim Oeffnen der Hauptleitung auf seiner Oberfläche ebenso wie im Inductionsdrath ein secundärer Strom von gleicher Richtung mit dem primären inducirt. Beide secundäre Ströme werden noch verstärkt durch das Verschwinden des Magnetismus. Nun wirkt aber der auf der Oberfläche des Eisenkernes sich ausgleichende Strom verzögernd, einerseits auf das Verschwinden des Magnetismus und somit indirect auf das Entstehen des von diesem abhängigen grössern Antheiles vom secundären Strom im Inductionsdrath, andererseits aber auch durch Hervorrufung eines rückläufigen Stromes dritter Ordnung in demselben Drathe. Und so kommt es, dass für physiologische und dem ähnliche Wirkungen der durch den verschwindenden Magnetismus in einem eingelegten Eisenkerne sich entfaltende Inductionsstrom nicht seine volle Wirksamkeit üben kann, wenn der Eisenkern massiv ist. Wird aber der Eisenkern parallel zur Axe zerspalten, so wird das zum Entstehen des secundären Stromes nöthige Continuum der Leitung unterbrochen und die damit fortfallende Verzögerung erklärt die starken Schläge der Inductionsrollen mit einliegenden Eisendräthen. Rationell ist es dem Gesagten zufolge, die Eisendräthe einzeln zu lackiren. Doch wirkt die auf denselben sich bildende Oxydschicht im Allgemeinen schon isolirend genug, so dass nur für besonders sorgfältige Versuche die umständliche Arbeit des Lackirens erforderlich wird.

Daraus erklärt sich die gleichfalls starke Wirkung des geschlossenen Hohlcylinders von verzinntem Eisenblech, sowie die schwächere Wirkung des Flintenlaufes in STURGEON's Versuchen. Daraus erklärt sich ebenfalls, dass ein zu einem Cylinder aufgerolltes Stück Eisenblech wie die Drathbündel wirkt. Im Blechcylinder können die secundären Ströme wegen der geringen Leitungsfähigkeit und Dünne des Materials weniger zu Stande kommen als im Flintenlauf, und somit den allerdings schwächern Magnetismus weniger verzögern. Werden jedoch beide der Länge nach aufgeschlitzt, so kommt der Einfluss des stärkern Magnetismus im Flintenlauf wieder zum Vorschein, denn dieser wirkt kräftiger als der Blechcylinder. Eine die Drathbündel umgebende metallische Hülle vertritt das Continuum der Oberfläche beim massiven Eisenkern. Besteht diese Hülle nun aus einer Eisenröhre von einiger Dicke, so wirkt dieselbe mit eingelegten Dräthen nicht stärker als ohne dieselben. Daraus geht aber hervor, dass eine massive Eisenstange ebensowohl nur durch ihre Peripherie auf die umgebenden Drathwindungen inducirend wirkt, wie sich nur auf der Peripherie und bis zu einer geringen Tiefe Magnetismus entwickelt [§. 17, N. IV.], und daraus lässt sich ferner entnehmen, dass auch massive Drathbündel nicht stärker wirken als solche, welche blos bis zu einer gewissen Dicke eine hohle nicht metallische Röhre umgeben [§. 36, N. XII. 3].

Dass übrigens die für das Verschwinden des Magnetismus im Eisenkern statthabende Verzögerung nicht den alleinigen Erklärungsgrund der bezeichneten Erscheinung abgiebt, sondern dass ausserdem auch noch die directe Verzögerung des im Inductionsdrath beabsichtigten secundären Stromes durch den auf der Eisenoberfläche zu Stande kommenden in Rechnung gezogen werden muss, lehrt ein Versuch von MASSON und BREQUET [6]. Wurde nämlich ein galvanischer Strom durch die ganze Länge beider mit einander endweise verknüpfter Dräthe *a* und *b* der Spirale *M* in *Fig. 258* auf Seite 411 geführt und dann der beim Oeffnen entstehende

Gegenstrom durch den menschlichen Körper entladen, so wurde sogar die Wirkung vermindert, wenn man einen Eisencylinder von der Gestalt und Grösse der Spirale N in die Höhlung von M stellte. Es konnte sich nämlich wegen der Kürze des Cylinders nur sehr wenig Magnetismus entwickeln, dagegen kam aber auf der unverhältnissmässig grossen Oberfläche ein starker Inductionsstrom zu Stande, welcher sogar fähig war, den entgegengesetzten Einfluss des Magnetismus zu überwiegen.

Aus diesen Untersuchungen geht aber hervor, dass es zweckmässig ist, zu Inductionsversuchen mit dem Schliessungsdrath einer Säule sich der Eisenbündel statt der massiven Eisenkerne zu bedienen. Soll der Schliessungsdrath auf Metallspuhlen gewunden werden, so müssen diese wenigstens der Länge nach aufgeschlitzt sein.

V. Faraday [14] hatte ursprünglich zum Zweck theoretischer Ermittelungen eine Reihe von Versuchen angestellt, welche den obigen Mittheilungen gegenüber das sonderbare Ergebniss lieferten, dass die Inductionsströme, sobald sie mit dem Galvanometer geprüft wurden, keine Aenderung durch leitende oder isolirende Zwischenplatten erfuhren. Es wurden zuvörderst zwei Inductionsrollen mit darinnen befindlichen Eisenkernen $^7/_4$ Zoll von einander entfernt in gerader Linie aufgestellt, zwei der Drathenden unter einander und die beiden andern mit dem Galvanometer verbunden. Wurde demnächst in dem Zwischenraum ein Magnetpol in Amplituden von $^1/_8$ Zoll hin und her bewegt, so entstand ein beträchtlicher Ausschlag am Galvanometer. Nun wurden zwischen den Magneten und einen der beiden Eisenkerne 0,7 bis 0,9 Zoll dicke Platten von Schellack, Schwefel, Kupfer u. a. m. eingeschalten, so jedoch, dass sie blos während einer Bewegungsrichtung des Magneten sich im Felde befanden, bei der entgegengesetzten aber sich entfernten: es war jedoch nicht der geringste Einfluss auf die Galvanometernadel bemerkbar. Eine Eisenplatte dagegen, ja nur ein eiserner Nagelknopf zwischen Magnetpol und Eisenkern gestellt, hatten beträchtlichen Einfluss. Ohne Wirkung war ferner eine im Wechsel der Bewegung des Magnetpoles rotirende und stillstehende Kupferplatte. Genau so erfolglos war es, wenn die Spiralen mit den Eisenkernen durch flache Inductionsspiralen ohne Eisenkerne und der oscillirende Magnet durch eine ähnliche beiden parallele und von einem intermittirenden galvanischen Strom durchflossene Spirale ersetzt wurden. Auch dann konnte noch kein Unterschied wahrgenommen werden, wenn beide äussere Spiralen gesondert mit den vier Enden eines Differentialgalvanometers verbunden waren, und Kupfer- oder andere Platten zwischen einer derselben und der mittleren inducirenden Spirale sich befanden: war vor Einschaltung der Platten die Nadel compensirt worden, so blieb sie es auch nach derselben [1709—1723]. Immerhin, meint Faraday, müsse aber doch ein Unterschied vorhanden sein, ob zwischen inducirender und inducirter Spirale ein Leiter oder ein Isolator eingeschalten sei, und diesen Unterschied sucht er in der Zeit, welche zur Entwickelung des Inductionsstromes verbraucht wird. Das Galvanometer ist aber für dieselbe nur in geringem Grade empfindlich, vielmehr giebt es nur den Endbetrag der Wirkung an, wenn die zur Entwickelung nöthige Zeit im Verhältniss zur Schwingungsdauer der Nadel sehr kurz ist [1730].

Eine Erweiterung dieser Versuche gab Henry [3], ohne jedoch zu einem präciseren Ergebniss zu gelangen. Er näherte einer von einem kräftigen Strome durchflossenen Spirale eine mit einem Galvanometer verbundene Inductionsspirale von oben her an, oder entfernte sie wieder. Der dadurch erregte Ausschlag blieb nun derselbe, ob sich zwischen beiden eine Kupferplatte befand oder nicht, oder ob letztere mit bewegt wurde oder fest lag. Ebenso blieb der Ausschlag derselbe, wenn ein Eisenkern mit einer zum Galvanometer führenden Spirale umgeben war und mit entgegengesetzten Magnetpolen berührt wurde, gleichviel ob zwischen ihm und der

Spirale eine Kupferblechröhre lag oder nicht. War ferner beim Schliessen einer Kette der Inductionsstrom so schwach, dass er eine Stahlnadel nicht zu magnetisiren vermochte und nur Empfindungen in den Fingern hervorbrachte, beim Oeffnen derselben Kette aber so stark, dass er die Nadel bis zur Sättigung magnetisirte und Schläge ertheilte, die bis in die Brust empfunden wurden, so war doch die Angabe des Galvanometers in beiden Fällen dieselbe. Ein gleiches zeigte sich, wenn durch eines der oben angegebenen Mittel der Schliessungsschlag zum Ueberwiegen gebracht wurde. Die Magnetisirung des weichen Eisens verhielt sich wie das Galvanometer, die des Stahles dagegen wie das Gefühl.

In völliger Uebereinstimmung mit den oben gegebenen Nachweisen fand Henry, dass, wenn auch die Ströme dritter, vierter, fünfter Ordnung physiologisch und magnetisirend ziemlich kräftig wirken, sie doch auf das Galvanometer nur äusserst geringen Einfluss üben. Es wurde ein secundärer Strom durch Entfernung des Gewindes von der primären Spirale so geschwächt, dass er für das Gefühl schwächer war als ein tertiärer. Dennoch lenkte ersterer das Galvanometer um 25°, letzterer nur 1° ab. Die Ströme höherer Ordnung wirkten im letzteren Sinne aber noch geringer, sie geben wahrscheinlich nur diejenigen Zuckungen der Galvanometernadel, deren Grund demnächst nach Dove's Vorgang nachgewiesen werden soll.

VI. Auf eine Erklärung der Verschiedenheit in der galvanometrischen und physiologischen Wirkung derselben Ströme lässt sich Henry nicht ein, er macht nur auf das Vorhandensein scheinbar zweier Arten von Strömen aufmerksam, deren eine vorzugsweise im Stande sei, stärkere Widerstände zu überwinden, ohne in Betracht zu ziehen, dass bei der Magnetisirung des Stahles im ohm'schen Sinne wenigstens im Allgemeinen kein grösserer Widerstand überwunden zu werden braucht, als bei der Ablenkung der Galvanometernadel. Durch eine fast gleichzeitige Reihe von Untersuchungen thut nun endlich Dove [15] jene von Faraday aufgestellte Ansicht dar, und erweitert dieselbe zu dem allgemeinen Satz, dass die Zeit, während welcher ein Strom bis zum Maximum seiner Wirksamkeit aufsteigt oder von diesem wieder bis zum Verschwinden zurückgeht, ausser der Stärke des sich abgleichenden Gegensatzes in Rechnung gezogen werden muss, wenn es gilt nachzuweisen, wie inducirte Ströme bei galvanometrischer Gleichheit physiologisch ungleich wirken können.

1) Bei diesen Untersuchungen kam eine Vorrichtung, Differentialinductor genannt, in Anwendung, die für galvanische und Thermoelektricität aus zwei gleichen hohlen Holzcylindern bestand, über welche je 29 Windungen isolirten Kupferdrathes zur Schliessung einer Kette gelegt wurden, und aus zwei über dieselben passenden Inductionsspiralen, gebildet aus je 400 Fuss dünnen Kupferdrathes. In eine der magnetisirenden Spiralen wurde ein Eisen- oder Stahlkern der in der folgenden Tabelle näher bezeichneten Sorten von 11 Zoll 7 Linien Länge und 11½ Linien Durchmesser gelegt und in den andern gleichlange Eisendräthe oder auch weiche oder harte Stahldräthe von verschiedenen Dicken, so lange, bis die Inductionswirkung beim Oeffnen der primären Kette und bei einer widersinnigen Verknüpfung der Inductionsspiralen sich entweder für das Galvanometer oder für das Gefühl compensirten. War nun einer der massiven Kerne für das Galvanometer durch Dräthe compensirt worden, so traten noch heftige Wirkungen für das Gefühl zu Gunsten der Dräthe ein, und war für das Gefühl compensirt worden, so schlug im Gegentheil das Galvanometer noch zu Gunsten der massiven Kerne aus. In der folgenden Tabelle ist die zur Compensation verschiedener Eisen- und Stahlsorten nöthige Stückzahl von 1,02 Linien dicken weichen Eisendräthen verzeichnet:

	Für das Galvanometer.	Für das Gefühl.
Schmiedeeisen *	110 + x	15
Graues Eisen aus dem Tiegelofen	92	24
Weicher Stahl	91	9
Graues Eisen aus dem Kupoloofen mit warmem Wind geblasen	45	18
Weisses Eisen aus dem Kupoloofen mit kaltem Wind geblasen	43	8
Weisses Eisen, Tiegelguss	41	10
Harter Stahl	28	7
Graues Eisen aus dem Kupoloofen mit kaltem Wind geblasen	27	11

* Bei Schmiedeeisen reichte die in die Holzspule gehende Anzahl von 110 Dräthen noch nicht zur Compensation am Galvanometer hin. Ganz ähnlich verhielt sich eine massive Nickelstange.

Stets ist also zur Compensation am Galvanometer eine grössere Menge Drath nöthig, als zur Compensation für das Gefühl, und die für das Galvanometer gegebenen Verhältnisse blieben auch bei einer Versechsfachung des in der Kette befindlichen Widerstandes noch bestehen, so dass die Ursache der verschiedenen Wirkung nicht auf den grössern durch den Körper dargebotenen Widerstand geschoben werden darf.

Dafür aber, dass der Grund des Unterschiedes in einer verschiedenen Dauer der Entladung zu suchen ist, spricht folgender Umstand. Werden nämlich die entgegengesetzten Inductionsströme durch das Galvanometer entladen, so bleibt die Nadel niemals still stehen, sondern zeigt zuerst eine Zuckung zu Gunsten der Dräthe, aus welcher sie dann langsamer in die Gleichgewichtslage zurückkehrt. Sogar wenn die Wirkung des massiven Kernes überwiegt, findet das Zucken noch statt, nur folgt dann ein grösserer Ausschlag der Nadel nach der andern Seite. Die Erklärung mag sich an das Schema der *Fig.* 275 anschliessen. Es werde die Entladungsdauer für das Drathbündel durch ac und die für den massiven Kern durch ae gemessen, und die in jedem Moment statthabenden Stromintensitäten mögen durch die Ordinaten zu jenen Linien als Abcissen aufgetragen werden. Dann repräsentirt die Fläche abc die im ersten, die Fläche afe dagegen die im zweiten Falle sich entladende Elektricitätsmenge. Sind beide Flächen an Inhalt einander gleich, dann wird dadurch ausgesprochen, dass auch die sich entladenden Elektricitätsmengen einander gleich seien. Wie aber leicht zu sehen ist, wird bei einer gleichzeitigen und entgegengesetzten Entladung beider Ströme durch dasselbe Galvanometer nur für die Abscisse von d Gleichgewicht eintreten, während vorher ein Ausschlag zu Gunsten von b, nachher zu Gunsten von f geschieht. Es wird sogar noch das analoge Verhalten auftreten, wenn der zweite Strom überwiegt über den ersten, wie man ersieht, wenn man die punktirte Curve statt der ausgezogenen afe substituirt. Ingleichen übersieht man, dass der hier zur Sprache kommende erste Ausschlag grösser wird, wenn die beiden gleichen und entgegengesetzten Ströme an Stärke gewinnen.

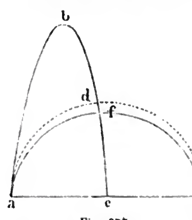


Fig. 275.

Misst nun das Galvanometer in beiden Fällen die Menge der in Bewegung gesetzten Elektricität, so zeigt die in obiger Tabelle zusammengestellte Versuchsreihe, dass die physiologische Wirkung abhängt 1) von der Discontinuität der Eisenmasse und 2) von der Beschaffenheit derselben, insofern es a. verschieden geeignet ist, Magnetismus zu erregen, insofern es b. denselben mit verschiedener Geschwindigkeit erregt, und insofern es c. verschiedene Leitungsfähigkeit für die auf seiner

Oberfläche entstehenden Inductionsströme besitzt. Somit wirken auch nicht alle Drathsorten gleichmässig, und es kann sogar kommen, dass die Compensation für das Galvanometer zugleich die für das Gefühl ist, wie z. B. bei 12 Dräthen von 2,67 Linien Durchmesser und dem oben genannten Cylinder von grauem Eisen aus dem Tiegelofen. Ein Einfluss der Eisensorte geht auch daraus hervor, dass für harten Stahl der Inductionsstrom beim Schliessen dem beim Oeffnen gleich empfunden wird, während Cylinder von weichem Eisen etwas, Drathbündel und Gusseisencylinder aber merklich stärkere Oeffnungsschläge geben. Der Unterschied beider Schläge wurde ferner bedeutender gefunden bei 11 weichen Eisendräthen als bei 15 dickeren Stahldräthen, woraus hervorgeht, dass mehr die Natur des Metalles als die Zertheilung der Einlage wirksam ist. Entsprechend seiner chemischen Beschaffenheit schliesst sich graues Roheisen in seiner inducirenden Wirkung am meisten den Drathbündeln an.

2) Dieselbe Untersuchungsmethode wurde auf die Magnetisirung des Stahles übertragen. Waren die entgegengesetzt gerichteten Inductionsspiralen mit einer Magnetisirungsspirale in Verbindung, und befanden sich Stahlnadeln in derselben, so geschah die Magnetisirung überwiegend unter Einfluss der Dräthe, denn 70 derselben vermochten z. B. den Schmiedeeisencylinder zu compensiren, während 110 ihn noch nicht für das Galvanometer ins Gleichgewicht setzten. War der Differentialinductor mit der Magnetisirungsspirale eines weichen Hufeisenmagneten in Verbindung gesetzt, so geschah dessen Magnetisirung zu Gunsten des Eisencylinders, sogar wenn 110 Dräthe entgegenwirkten; abermals zum Beweis für die längere Dauer des vom massiven Eisenkern inducirten Stromes.

3) Um den Einfluss der Verzögerung auf die Funken zu untersuchen, musste von der früheren Untersuchungsmethode Abstand genommen werden, da zur Erzeugung derselben überhaupt schon ein starker Strom erforderlich ist, also die Differenz zweier Ströme zu schwache Wirkungen geben dürfte. Vielmehr wurden beide Inductionsrollen getrennt und nebeneinanderliegend verglichen. Zu dem Ende wurde ein Disjunctor wie der auf Seite 18 beschriebene und in *Fig. 13* dargestellte noch mit einer dritten Doppelscheibe versehen, deren Zahnrad mit den beiden anderen genau gleichzeitig aus dem Quecksilber tauchte. Eine der Doppelscheiben diente zur Schliessung und Unterbrechung der inducirenden Rollen, während die andern beiden die inducirten Rollen mit jenen gleichzeitig, aber jede von der andern gesondert öffneten. Das Ergebniss war, dass die durch das Drathbündel inducirten Funken stets stärker waren, als die durch den massiven Eisenkern inducirten.

4) Geschlossene und aufgeschlitzte Flintenläufe verhalten sich wie massive Kerne und Drathbündel, wenn sie statt dieser in den Differentialinductor gelegt werden: die Ströme compensiren sich am Galvanometer, nicht aber für das Gefühl. Denn in beiden verschwindet eine gleiche Menge von Magnetismus nur in verschiedener Zeit, es wird also eine gleiche Menge von Elektricität in Bewegung versetzt und somit ein gleicher Ausschlag der Galvanometernadel erzielt. In der offenen Röhre verschwindet aber der Magnetismus rascher, und somit giebt der rascher erzeugte Inductionsstrom stärkere Zuckungen. Auch hier thut sich der schon vielfach besprochene Process einer vorzugsweisen Entfaltung des Magnetismus an der Oberfläche der Eisenkerne wiederum kund, denn die an Flintenläufen beobachteten Erscheinungen gelten nicht in gleichem Maasse für Eisenblechcylinder mit so dünnen Wänden, dass schon der durch einen mässig starken Strom erzeugte Magnetismus sie zu durchdringen vermag. Wird nämlich ein massiver Elektromagnet mit einem Ende in einen geschlossenen, mit dem andern in einen aufgeschlitzten Flintenlauf gesteckt, welche mit sonst sich compensirenden Inductionsspiralen umgeben sind, so halten sich dieselben auch mit dieser Modification am Galvanometer das Gleichgewicht. Findet ferner für einen geschlossenen und einen aufgeschnittenen Flinten-

lauf im Differentialinductor galvanometrisches Gleichgewicht statt, so bleibt dasselbe auch bestehen, wenn beide noch mit Dräthen gefüllt werden. Dagegen wirken aber die Dräthe verstärkend auf den Inductionsstrom, wenn die Flintenläufe mit Hüllen aus dünnem Eisenblech vertauscht werden. Wurden zwei derartige geschlossene Cylinder und zwei offene in einander gesteckt und zwar letztere so, dass die Spalten über einander lagen, so war die Vermehrung der Wirkung durch eingeschobene Drathbündel geringer als für die einfachen Blechdicken. Bei physiologischen Wirkungen findet nun für Flintenläufe eine wesentliche Steigerung blos statt, wenn sie aufgeschnitten sind. An dünnen Eisenblechröhren dagegen kann zwar der verzögernde secundäre Strom nicht in ganzer Stärke zu Stande kommen, so dass sie schon an sich kräftig physiologisch wirken, nichts desto weniger wird aber der Effect noch gesteigert, wenn man sie aufschlitzt, und noch mehr, wenn sie mit Dräthen gefüllt werden.

5) Um die Wirkung geschlossener und ungeschlossener leitender Hüllen auf den durch verschiedene Eisenkerne inducirten Strom zu untersuchen, wurden zwei Spiralen aus je 200 Windungen Kupferdrath construirt, welche die Eisenkerne umhüllend mit diesen in die beiden Doppelspiralen des Differentialinductors geschoben werden konnten, und entweder offen blieben oder in sich, oder durch ein besonderes Galvanometer geschlossen werden konnten. Wurden nun zwei sich compensirende Drathbündel in diese Spiralen gelegt, und die Enden der einen unmittelbar metallisch verbunden, so verhielt sich dieses Bündel zu dem in der offenen Spirale liegenden galvanometrisch (sogar was die oben erörterten Zuckungen der Nadel betrifft), physiologisch und magnetisirend gerade wie ein massiver Eisenkern zu einem frei liegenden Bündel. War die Verbindung der Spiralenden durch ein Galvanometer bewirkt, so wies dieses einen Strom nach. Wie die geschlossene Zwischenspirale verhielt sich eine geschlossene Messingröhre, wie die offene eine aufgeschlitzte, nur mit dem Unterschied, dass die aufgeschlitzte Röhre eine geringere physiologische Schwächung veranlasste, als die offene Spirale, was sich durch ein theilweises Ausgleichen des auf der äussern Oberfläche entstehenden Stromes über die von der magnetisirenden Spirale etwas entferntere innere erklärt.

6) Die vorbeschriebenen Versuche für den Nebenstrom lassen sich auch für den Gegenstrom mit ganz analogen Erfolgen wiederholen. Kupferdrathspiralen mit Eisenbündeln und massiven Kernen wurden als Schliessungsbogen galvanischer Vorrichtungen in bekannter Weise benutzt. Funken und Erschütterungen, Schwächung derselben durch Messingröhren und umhüllende geschlossene Spiralen, Einflusslosigkeit offener Röhren und Spiralen, geschlossene und offene Flintenläufe verhielten sich hier wie dort.

7) Von besonderem Interesse ist noch die Beantwortung der Frage, welchen Einfluss hat die Umkehrung der magnetischen Polarität auf den dadurch inducirten Strom? Zu dem Ende wurde zuerst das Gleichgewicht zweier in gesonderten Spiralen liegender Cylinder von Schmiedeeisen, Gusseisen, Nickel oder Stahl im Differentialinductor ermittelt. Dann wurde einer der beiden Cylinder in seiner Spirale umgekehrt und der Schliessungsstrom abermals geprüft. Es stellte sich dabei stets sowohl für das Galvanometer als für das Gefühl eine Verstärkung im Sinne des umgekehrten Cylinders heraus, und zwar um so mehr, je stärker der remanente Magnetismus ist, welcher dem Material desselben zukommt. Sowenig das auffallen kann, erklären sich daraus doch ein paar sonderbare Thatsachen: In den beiden Spiralen des Differentialinductors mag ein Cylinder von weichem und ein anderer von gehärtetem Stahl liegen. Besitzt nun der letztere schon eine solche Polarität, dass dieselbe beim Schliessen des Stromes umgekehrt wird, so beobachtet man beim Schliessen eine Ablenkung an dem im Nebenstrom befindlichen Galvanometer, welche gleichgerichtet ist der beim nachmaligen Oeffnen

entstehenden. Durch Umkehrung der Polarität des gehärteten Stahles beim Schliessen überwiegt nämlich der von diesem inducirte Strom, während beim Oeffnen der weiche Stahlcylinder mehr Magnetismus verliert als der gehärtete, und somit auch stärker im ersten Sinne inducirend wirkt. Aehnlich verhalten sich verschiedene Gusseisensorten. — Ferner erklärt sich daraus auch die folgende Thatsache, welche man wohl zur Stütze dafür angeführt hat, dass eine Verzögerung des Stromes die physiologische Wirkung desselben steigere. Der Inductionsschlag wird nämlich stärker, wenn man durch Schleifen des Drathes oder durch schiefes Herausziehen desselben aus dem schliessenden Quecksilber eine Kette öffnet. Wie man sich nun im Dunkeln überzeugen kann, wird auf diese Weise die Kette in so raschem Wechsel wiederholt geöffnet und geschlossen, dass die dadurch auf der Oberfläche des Eisens entstehenden Oeffnungs- und Schliessungsströme sich in ihrer Wirkung auf den beim endlichen Oeffnen der Kette beabsichtigten Nebenstrom gegenseitig aufheben, und ihn nicht verzögern.

8) Auch mittelst einer Thermosäule wurden die vorbeschriebenen Versuche, freilich in schwächerem Grade, aber doch mit ähnlichem Erfolg wie mit den Hydroketten wiederholt.

9) Der bisher aufgefundene Unterschied zwischen massiven Eisenkernen und solchen die aus Drathbündeln bestehen, hat sich nur bestätigt, wenn die primäre Erregung derselben von galvanischen Strömen ausging. Geschieht aber die Erregung unmittelbar durch Magnete, so behauptet Dove [16] zufolge einer weiteren Untersuchung, dass in Bezug auf physiologische Wirkung, Erwärmung des elektrischen Thermometers, Ablenkung der Galvanometernadel, Magnetisiren des weichen Eisens, chemische Zersetzungen und Funken der massive Eisencylinder überwiegt über isolirte eiserne Drathbündel. Der zu diesen Versuchen benutzte Apparat war nach dem Princip des Differentialinductors construirt, und wurde in Verbindung mit einer SAXTON'schen Maschine benutzt. Auf der Rotationsaxe derselben war ein Anker von Holz aufgesteckt und auf diesen waren die beiden Inductorrollen rr und $\varrho\varrho$ der *Fig. 274* befestigt. In diese Rollen konnten massive Eisenkerne d und Drathbündel d' nach Belieben eingesteckt und durch die Schrauben s und s' festgehalten werden. Die Eisencylinder hatten 13,6 Linien Durchmesser und 22,5 Linien Höhe. Die Drathbündel befanden sich in theils aufgeschlitzten, theils continuirlichen Fassungen von Messingblech und besassen einschliesslich dieser Hüllen die angegebenen Dimensionen. Es wurden 9 Bündel von 44 bis 310 Dräthen benutzt. — Um die Drathrollen in verschiedener Weise anwenden zu können, wurden deren Enden a, b, α und β mit der folgenden, Compensator genannten Vorrichtung in Verbindung gesetzt, sodass zu den auf der rotirenden Axe befindlichen Walzen der Strom entweder von beiden Rollen nacheinander oder von beiden gleichzeitig und von entgegengesetzter Richtung, oder endlich auch nur von einer Rolle allein gelangen konnte. Die beiden Enden α und β der Rolle rr werden nämlich unter zwei kleine mit (+ —) bezeichnete Kupferplatten geklemmt. Zwei metallene Zeiger x' und x können ferner so gedreht werden, dass sie mit dem einen oder andern Plättchen in Berührung stehen. Zu den Drehpunkten der Zeiger führen bezüglich die Dräthe b von der Rolle $\varrho\varrho$, und p, der mit der metallenen Axe des Apparates in Verbindung steht. Das innere Ende a der Rolle $\varrho\varrho$ führt unmittelbar zu derjenigen überleitenden Walze, welche von der Axe isolirt ist. Stehen nun die Zeiger auf (+ +), so macht der Strom den Weg $px'\beta\alpha xban$, und

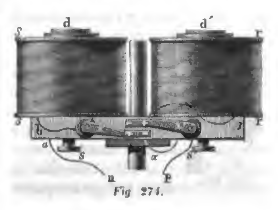


Fig. 274.

durchläuft somit beide Rollen nacheinander. Stehen dagegen die Zeiger auf (— —), so ist die Verbindung $px'\alpha\beta xban$, die von den Rollen entspringenden Ströme werden also in entgegengesetzter Richtung zu den ableitenden Walzen geführt. Bei den Stellungen (+ —) endlich, gleichviel ob am obern oder untern Plättchen, befindet sich blos die Rolle $\varrho\varrho$ im Schliessungsbogen und der Strom macht den Weg $px'xban$.

Nun zeigte sich, wie zu erwarten war, bei der Stellung (— —) für die leeren Spiralen gegen alle Prüfungsmittel Stromgleichgewicht. Sobald aber die eine Rolle mit einem massiven oder zertheilten Eisenkern gefüllt wurde, entstand eine Störung des Gleichgewichtes. Wurden jedoch in beide Spiralen zwei gleiche Drathbündel gelegt, von denen das eine mit einer geschlossenen, das andere mit einer aufgeschlitzten Röhre umgeben war, so zeigte sich — im Gegensatz zur Erregung mittelst des galvanischen Stromes — ebenfalls Stromgleichgewicht. Sonach unterscheiden sich die durch directes Magnetisiren des Eisens inducirten Ströme von den durch Elektromagnetismus gewonnenen dadurch, dass ersteren die charakteristischen Kennzeichen fehlen. Durch Vergleichung verschiedener Arten von Eisenkernen ergab sich das Eingangs bezeichnete Resultat.

10) Noch wurde es nöthig, den Einfluss des Eisens bei Strömen höherer Ordnungen zu ermitteln, indem die Untersuchungen Henry's über diese Gattung von Strömen sich nur auf rein elektrodynamische Erregungen beschränkten. Dove [17] schloss einen Rheomotor r der *Fig. 275* durch eine cylindrische Spirale A. Ueber diese war eine Spirale B geschoben, in der ein secundärer Strom beim Oeffnen und Schliessen von A entstand. Konnte sich derselbe durch eine dritte Spirale C ausgleichen, und war über diese eine vierte mit Handhaben versehene Spirale D geschoben, so konnte durch Anfassen der letzteren ein Strom dritter Ordnung empfunden werden. Wenn sich nun in C Bündel von weichem Eisendrath befanden oder massive Eisenkerne, so zeigte sich, dass die Ströme dritter Ordnung sich verhalten, wie die sie hervorrufenden Ströme zweiter Ordnung, es werden nämlich die galvanisch und magnetoelektrisch inducirten durch eingelegtes Eisen verstärkt, und zwar mehr durch Drathbündel als durch massive Kerne. Besonders trat die verstärkende Wirkung durch Eisendrathbündel und die entsprechende Schwächung durch geschlossene Hüllen bei magnetoelektrisch inducirten Strömen hervor, sodass dadurch höhere Ordnungen als bei rein elektrodynamischer Induction fühlbar wurden.

D C B A r

Fig. 275.

VII. Obschon alle bisherigen Untersuchungen dahin übereinstimmen, dass bei gleichbleibenden primären Einflüssen die secundären Ströme beim Schliessen und beim Oeffnen galvanometrisch einander gleich sein müssen, so hat doch Philips [18] einen Versuch veröffentlicht, der im Gegentheil zu beweisen scheint, dass der Schliessungsstrom schwächer sei als der Oeffnungsstrom. Es wurde nämlich der Nebenstrom in einer der primären parallelen und durch ein Galvanometer geschlossenen Spirale erregt. Dann wurde die Galvanometernadel in Schwingungen versetzt und demnächst die primäre Spirale in solchem Takt geöffnet und wieder geschlossen, dass die Nadelschwingungen hätten vergrössert werden müssen, wenn der Schliessungsstrom stärker wäre. Es zeigte sich aber im Gegentheil, dass die Nadel bald zur Ruhe kam. Wurden dagegen die Ströme in solchem Takt erzeugt, dass die Schwingungen vergrössert werden mussten, wenn der Oeffnungsstrom stärker ist, so konnten dieselben beliebig lange unterhalten werden. Da sich über den Grund einer solchen auffallenden Abweichung von andern Versuchs-

ergebnissen keine Muthmassung aussprechen lässt, mag es bei dieser einfachen Mittheilung sein Bewenden haben.

Anders steht es mit Versuchen LALLEMAND's [19], welche eine grössere Stärke der Schliessungsströme zu beweisen scheinen, die sich jedoch mit den bekannten Erfahrungen in Einklang bringen lassen. LALLEMAND bediente sich einer Torsionswage, welche eine flache Spirale trägt, deren Enden in Quecksilbernäpfchen tauchen um mittelst derselben die Ströme zu empfangen und abzugeben. Dieser gegenüber steht eine ähnliche aber feste Spirale, welche die erstere anzieht oder abstösst. Ausser einigen schon bekannten Thatsachen wurde nun bezüglich der Wirkung der inducirenden Ströme auf die inducirten das Folgende ermittelt. War die bewegliche Spirale in sich geschlossen und bewegte sich durch die feste ein intermittirender Strom, so inducirte der letztere in jener bei seinem Entstehen und Vergehen entgegengesetzte Ströme. Obschon nun diese sich in ihrer Wechselwirkung mit dem primären Drath als gleich und entgegengesetzt hätten compensiren müssen, wurde nichts desto weniger der bewegliche Drath stets abgestossen, offenbar infolge eines Ueberwiegens vom Schliessungsstrom über den Oeffnungsstrom. Die Erklärung ergiebt sich aber dadurch, dass der Anfangsstrom während seiner ganzen Dauer auf den inducirenden Strom wirken konnte, der Endstrom dagegen erst beginnt, sobald der inducirende aufhört, und somit der Zeitunterschied die Wirkungsdifferenz erklärt. Damit stimmt überein, dass weder Anziehung noch Abstossung beobachtet werden konnte, wenn durch die feste Spirale ein continuirlicher Strom und durch die bewegliche ein inducirter Wechselstrom wie vorher geführt wurde. Wenn ferner bei dem ersten Versuch die Wechselwirkung zwischen dem inducirenden Strom einerseits und dem Oeffnungs- und Schliessungsstrom andererseits gesondert betrachtet wurde, so zeigte sich ebenfalls die Abstossung des Schliessungsstromes stärker als die Anziehung des Oeffnungsstromes. — Eine andere Versuchsreihe behandelt in ähnlicher Weise die Wechselwirkung zwischen secundären und tertiären Strömen, und da zeigte sich gleichfalls eine Abstossung, die in derselben Weise erklärt werden muss.

Hierher gehört endlich noch eine Versuchsreihe von VERDET [20]. Derselbe führte durch die eine Spirale eines Inductionsapparates intermittirende Ströme, während in der andern Spirale ein Commutator so eingeschalten war, dass nur die inducirten Oeffnungsströme zu Stande kamen. Gingen nun diese durch ein Voltameter mit getrennten Zellen, so zeigte sich Wasserstoff und Sauerstoff streng gesondert. Wurden aber die letztern Ströme durch die inducirende Spirale eines zweiten Apparates geführt, und wurden die durch sie in der andern Spirale inducirten Ströme dritter Ordnung durch das Voltameter geleitet, so waren in beiden Zellen die Zersetzungsproducte in wechselndem Verhältniss gemischt. Und das bestätigt die von HENRY zuerst aufgestellte Ansicht, dass die Ströme höherer Ordnungen aus doppelt so vielen entgegengesetzten Strömen bestehen, als die der zunächst niederen Ordnung.

---

[1] HENRY. *Transactions of the American philos. Society.* Vol. 6. — Daraus in *Pogg. Ann. Ergänzungsband 1, 282 (1842). — Dritte Abhandlung einer Reihe, welche erschien unter dem Titel: „Beiträge zur Elektricität und zum Magnetismus." — **Ann. de chim. et de phys.* [3.] 394 (1841), extrait par M. ABRIA.

[2] MARIANINI. **Arch. de l'électr.* 3, 29. 1843. — Zwei Abhandlungen, welche schon 1837 und 1839 publicirt wurden in *Memorie di fisica sperimentale; Modena.* — **Ann. de chim. et de phys.* [3.] Vol. 10, p. 491. et Vol. 11, p. 385 (1844).

[3] HENRY. *Transactions of the American philos. Society.* Vol. 8. — Daraus in *Pogg. Ann. 54, 84 (1841). — *Philos. Mag.* 18, 482. — **Ann. de chim. et de phys.* [3.] 3, 407 (1841).

[4] FARADAY. *Exp. res.* Series I. N. 9. — *Philos. Tr. f. 1832.* p. 125. — *Pogg. Ann. 25, 91 (1832).

[5] E. du Bois-Reymond. *Untersuchungen über thierische Elektricität. Bd. 1, S. 258.
[6] Masson et Breguet (fils). **Ann. de chim. et de phys.* [3.] 4, 129 (1842). — *Présenté à l'Académie de Paris le 23 Août 1841.*
[7] Faraday. *Exp. res.* Series IX. N. 1090. — *Philos. Transact. f. 1835.* pt. II. — *Pogg. Ann. 35, 413 (1835).
[8] R. Philips. **Philos. Mag.* 33, 260 (1848).
[9] Abria. **Ann. de chim. et de phys.* [3.] 7, 462 (1843).
[10] Masson. **Comptes rend.* 37, 849 (1853). — *Inst. N. 1040. (7. Dec. 1853).
[11] Bachhoffner. *Sturgeon's *Ann. of El.* 1, 496 (Oct. 1837). Ingleichen eine Anmerkung zu einer Abhandlung Sturgeon's, daselbst S. 481.
[12] Sturgeon. *Sturgeon's *Ann. of El.* 1, 270 (Oct. 1837).
[13] Magnus. *Pogg. Ann. 48, 95 (1839).
[14] Faraday. *Exp. res.* Series XIV. §. 21, N. 1709 und folgende. — *Philos. Transact. f. 1838.* pt. II. — Daraus u. a. in Pogg. Ann. Ergänzungsband 1, 266 (1842).
[15] Dove. *Pogg. Ann. 49, 72 (1840). — Berliner Monatsberichte 1839. S. 163. — *Untersuchungen im Gebiete der Inductionselektricität. Berlin, 1842. S. 48.
[16] Dove. *Pogg. Ann. 56, 268 (1842). — *Untersuchungen im Gebiete der Inductionselektricität. Berlin, 1842. S. 57.
[17] Dove. *Untersuchungen im Gebiet der Inductionselektricität. Berlin 1842. S. 65.
[18] R. Philips. *Philos. Mag.* 33, 260 (1848).
[19] A. Lallemand. *Ann. de chim. et de phys.* 22, 19 (1848). — *Krönig's Journal für Physik des Auslandes. 3, 129 (1851).
[20] Verdet. Inst. N. 834. p. 410 (1849).

§. 39. Wirkungen der Inductionsströme.

Da die Inductionsströme besonders wegen ihrer geringen Dauer sich wesentlich von den galvanischen Strömen unterscheiden, so dürfen sie auch bezüglich ihrer Leistungen nicht unbedingt als Modificationen derselben angesehen werden. Das mag es rechtfertigen, wenn die besonderen Wirkungen der Inductionsströme demnächst zusammengestellt werden.

Den Werth einer magnetoelektrischen Maschine kann man allerdings nicht aus einzelnen chemischen, thermischen oder physiologischen Versuchen entnehmen, vielmehr gehören dazu Messungen, wie sie der nächste Paragraph behandeln wird. Doch ist es für eine oberflächliche Beurtheilung dieser Apparate ganz zweckmässig zu wissen, was die besseren auch in jenen Beziehungen zu leisten vermögen.

Was nun die einzelnen Erscheinungen betrifft, so sind vor allen die Lichtwirkungen zu nennen, welche seit Entdeckung der Inductionsströme bis auf die neueste Zeit die experimentelle Thätigkeit vorzugsweise in Anspruch genommen haben. Lange freute man sich an den schwachen Fünkchen, die man gewann, wenn man den mit isolirtem Drath umwundenen Anker von seinem Magneten riss und gleichzeitig das Continuum der Drathleitung unterbrach, bis man endlich in dem Funkenstrom des ruhmkorff'schen Inductionsapparates ein Phänomen gewann, das an Glanz und Farbenpracht kaum übertroffen werden dürfte, und das in seinen wechselnden Gestaltungen noch unerschöpften Stoff zu theoretischen Ermittelungen bietet. — Auf den momentanen Funken des secundären Stromes verfehlt ferner der Magnetismus seine Wirkung ebensowenig als auf das dauernde Licht des davy'schen Bogens. Wenn nun bei gegebener Schlagweite die Bahn des Funkens in der Nähe eines Magneten eine gekrümmtere wird, so muss er nothwendigerweise schon bei einem geringeren Abstand seiner Ausgangspunkte verlöschen, als ausserhalb von dessen Wirkungskreis. Ein früheres Verlöschen des Funkens ist aber identisch mit einem rascheren Verlauf des Gegenstromes beim

Oeffnen einer langen Kette, und dieses hat in Uebereinstimmung mit der Erfahrung einen stärkeren Glanz der Funken, einen kräftigeren Schall derselben und heftigere physiologische Wirkungen des Oeffnungstromes im Gefolge.

Das dem Licht nächst verwandte Agens, die Wärme, schien sich zu jenem polar zu verhalten, indem das Licht vorzugsweise am negativen, die Wärme am positiven Pol einer galvanischen Kette auftritt. Für die Inductionsströme hat sich das aber nicht bestätigen wollen, vielmehr ist das negative Ende einer inducirten Kette ebenfalls wärmer befunden worden als das positive, wie auch dasselbe Ende stets von einer violblauen Lichthülle umgeben ist, wenn man den Strom einer RUHMKORFF'schen Spirale durch den leeren Raum einer Luftpumpe ausgleicht. — Müssen wir sonach die Polarität zwischen Licht und Wärme gegenüber dem Inductionsstrom als nicht vorhanden betrachten, so bewahren dagegen die chemischen Agentien ihr polares Auftreten auch hier, ja sie bewahren es sogar, wenn moleculare und chemische Bildungen und Rückbildungen aus dem gasförmigen Zustand hervorgehen. So konnte am positiven Pole chemisch reine Kohle verflüchtigt, und am negativen in der Form diamantartiger, mikroskopischer, schwarzer Octaeder wiedergewonnen werden. So konnten ferner die unter der Glocke einer Luftpumpe noch rückständigen Gase dazu verwendet werden, Oxydationen und Desoxydationen verschiedener sogar edler Metalle zu bewirken, wenn der Inductionsstrom sich in der einen oder andern Richtung durch die verdünnten Atmosphären zwischen jenen Metallen als Polenden ausglich.

Eine Errungenschaft muss aber vor allem hier besprochen werden, es ist die Umwandelung der Inductionsströme in statische Elektricität. In der That haben wir von hier aus die nächsten Aufschlüsse über das Wesen der strömenden Elektricität zu erwarten. Nachdem es nämlich gelungen war, Inductionsströme geräumige Strecken weit durch die Luft hindurch schlagen zu lassen, wurde es möglich, Condensatoren und KLEIST'sche Flaschen mittelst derselben zu laden. So lange man noch beide Enden der inducirten Dräthe unmittelbar an beide Belege anlegen musste, entluden sich dieselben natürlicher Weise ebensowohl durch den gebotenen leitenden Bogen, als sie durch dessen elektrische Spannung geladen wurden. Nachdem man aber die Spannung soweit zu erhöhen vermochte, dass die Elektricität in Funken die Luft durchschlug, konnte man jenseit des durchschlagenen Raumes ihre Spannung durch Bindung vermindern, und indem man so die in Bewegung befindliche Elektricität in Ruhe versetzte, war das Problem der Umwandelung dynamischer Elektricität in statische gelöst. Daraus lässt sich entnehmen, dass, wenn der Inductionsdrath an irgend einer Stelle geöffnet ist, die beiden entgegengesetzten Elektricitäten von entgegengesetzten Seiten nach dieser Oeffnung hingedrängt werden durch die inducirende Kraft des benachbarten primären Stromes. Der ungeschlossene inducirte Drath verhält sich also wie eine isolirte VOLTA'sche Säule, in beiden werden durch die elektromotorische Kraft die Elektricitäten nach den Polen getrieben, nur dass bei dem ersteren diese Kraft von aussen herantritt, während sie die Säule in sich selbst birgt. Je länger nun der inducirende Drath ist, desto mehr Angriffspunkte bietet er der elektromotorischen Kraft, und aus je mehr Paaren die Säule besteht, desto mehr Elemente kommen von ihrer Kraft in Thätigkeit; in beiden Fällen nimmt

also die Menge der freien Elektricitäten an den Polen mit der Ausdehnung zu. Während nun ferner die in Spannung befindlichen entgegengesetzten Elektricitäten von den Enden her sich rückwärts wieder zu vereinigen streben, und somit die elektromotorische Kraft beeinträchtigen, wird eine stärkere Spannung der einen Elektricität erzielt werden können, wenn man die andere von ihrem Ende ableitet. Für die VOLTA'sche Säule ist es schon lange bekannt, dass man durch dieses Mittel die Spannung an einem Pole verdoppelt; für den offenen Inductionsdrath ist dasselbe nachgewiesen worden, die Spannung am isolirten Ende erhöht sich, wenn man das andere ableitend berührt. Werden endlich beide Pole einer jeden Vorrichtung mit einander in leitende Verbindung gesetzt, dann gleichen sich die entgegengesetzten Elektricitäten gegenseitig aus und bilden einerseits den galvanischen Strom, andererseits den Inductionsschlag. In beiden liegt die Analogie auf der Hand, aber während der Strom der Säule nachhaltig mit immer gleicher Ergiebigkeit fliesst, beschliesst der Schlag des Inductionsdrathes seine Existenz im Moment des Beginnens. Der dadurch bedingte eigenthümliche Charakter des Inductionsstromes macht ihn der Entladung einer KLEIST'schen Flasche ähnlicher als dem Strom der VOLTA'schen Säule.

Hatten somit die genannten Eigenschaften der statischen Elektricität an den Enden einer offenen Inductionsspirale nachgewiesen werden können, so mussten die noch fehlenden Erscheinungen der Bindung ebenfalls aufgezeigt werden. Das ist geschehen, und das führte zur Darstellung eines Apparates, der Elektrisirmaschine und verstärkende Flasche zugleich ist. Man fülle den isolirenden Zwischenraum zwischen den beiden Belegen einer KLEIST'schen Flasche statt mit Glas mit den wohlbesponnenen und gefirnissten Drathlagen einer offenen Inductionsspirale aus und bringe in den Hohlraum dieser Flasche die inducirende Spirale mit ihren Eisendratheinlagen, und man hat die bezeichnete Vorrichtung, welche Funkenströme von beliebiger Dauer liefert und mit der man im Uebrigen allerhand Versuche anstellen kann, zu denen man die KLEIST'sche Flasche zu benutzen gewohnt ist.

I. Bei einem Streit um den Vorrang der STÖHRER'schen [1] und der SINSTEDEN'schen [2] Construction (§. 36) magnetoelektrischer Maschinen sind die Leistungen der beiderseitigen Apparate vielfach ventilirt worden. Während PIXII [3] die ersten schwachen Spuren von chemischen Zerlegungen, und während SAXTON [4] das erste Mal ein Glühen von möglichst dünnem Platindrath zu Stande brachten, konnte WOOLRICH schon vierzehn Jahre später darauf denken die magnetoelektrischen Ströme technisch nutzbar zu machen (vergleiche Seite 405). Da nun von den letztgenannten Maschinen nichts weiter bekannt geworden ist, mögen wenigstens die Leistungen der grösseren STÖHRER'schen und SINSTEDEN'schen in kurzem mitgetheilt werden. Was die ersteren betrifft, so geben sie Funken am Commutator, welche mit starkem Knall auftreten und unter günstigen Umständen Strahlen von 8—10 Zoll Länge werfen. Werden stroboskopische Scheiben mit der Axe der Maschine in Drehung versetzt und durch die intermittirenden Funken derselben beleuchtet, so ist der gewünschte Effect im Dunkeln in einem Abstand von 25 Schritten zu sehen. Trockenes Papier und Holzspähne entzünden sich an denselben. Ein Platindrath von $\frac{1}{4}$ Millimeter Dicke und 12 Millimeter Länge kommt zum Weissglühen, und das Licht zwischen Kohlenspitzen ist dem der besten Uhrlampen gleich. In 92 Secunden wurden 3 Kubikzoll Knallgas erhalten (bei welchem Widerstand der

Zersetzungszelle ist nicht gesagt), und die physiologischen Wirkungen sind auch bei aufliegendem Anker unerträglich. — Ganz ähnlich sind auch die Wirkungen der SINSTEDEN'schen Apparate. Im Flammenbogen der Unterbrechungsfeder kommt ein 1 Millimeter dicker Platindrath zum Schmelzen und Stahlfedern verbrennen mit 2 Fuss langen Feuergarben. Werden Silberplatten in verdünnte Schwefelsäure gestellt und vom Strome durchflossen, so erleiden sie beträchtliche Oberflächenveränderungen, infolge deren sie nach Beseitigung des Maschinenstromes einen Polarisationsstrom geben, der 15 Minuten ungeschwächt andauert und 1 Zoll lange Platindräthe zum Glühen bringt. Es ist möglich gewesen, mit diesen Maschinen zwischen Berlin und Danzig sogar mit Einschaltung von Stationsapparaten zu telegraphiren. In 75 Secunden wurde ein Kubikzoll Knallgas erhalten, doch ist auch hier nicht zu entnehmen, welches Verhältniss zwischen den Widerständen der Inductorrollen und dem Voltameter dabei stattgefunden hat. Soweit als die Tragkraft eines Elektromagneten massgebend für die Stärke des erregenden Stromes betrachtet werden darf, mag noch erwähnt sein, dass ein Hufeisenmagnet von $2\frac{1}{3}$ Zoll Länge und $1\frac{1}{4}$ Zoll Dicke der Schenkel 1 Centner und ein anderer bei etwas grösserer inducirender Kraft sogar $2\frac{1}{2}$ Centner zu tragen im Stande war.

Um die verschiedenen Wirkungen der Inductionsströme untereinander zu vergleichen, je nachdem sie elektrodynamischen oder magnetischen Ursprunges sind, um Gegenströme und Nebenströme unter sonst gleichen Umständen zu beobachten, um aus denselben wiederum Rückschlüsse auf die Vertheilung des Elektromagnetismus in den Eisenkernen machen zu können u. s. w., construirte DOVE [5] einen Differentialinductor von besonderer Form (vergleiche §. 38, N. VI.), dessen Beschreibung sich an *Fig. 276* anschliessen mag. Es ist nämlich eine hufeisenförmig gebogene cylindrische Eisenstange pp' an ihrer Krümmung, sowie auf beiden geraden Schenkeln mit drei gesonderten Spiralen ab, cd und el von starkem, isolirend überzogenem Kupferdrath umlegt, dessen Enden willkürlich untereinander verbunden werden können. Ueber die geraden Antheile des Hufeisens lassen sich zwei Rollen $\alpha\beta$ und $\varepsilon\lambda$ von genau gleich vielen Windungen dünnen übersponnenen Kupferdrathes schieben. Werden nun die Enden der Magnetisirungsspiralen und des zugehörigen Erregers in die Näpfchen r und s des auf Seite 18 in *Fig. 13* dargestellten Disjunctors und die Enden der Inductionsspiralen und desjenigen Schliessungsbogens, von welchem man die Wirkung der Inductionsströme beobachten will, in die Näpfchen ϱ und σ getaucht, so kann man je nach der Stellung des Scheibenpaares $\xi\zeta$ gegen das Paar xz nach Bedürfniss blos den Oeffnungsstrom oder blos den Schliessungsstrom durch den Bogen gehen lassen. Verbindet man nun die Enden der drei Magnetisirungsspiralen so untereinander und mit der Kette, dass der Strom in der Richtung $abcdel$ durch den Disjunctor und zu seiner Quelle zurückgeht, und verbindet man die Inductionsrollen ebenfalls gleichsinnig, also β mit ε und α und λ durch den Disjunctor mit dem menschlichen Körper als Schliessungsbogen, so entstehen beim Drehen der Welle die stärksten Schläge, die bedeutend geschwächt werden, wenn man den Anker vor die Magnetpole legt. Das Gleiche findet für den Gegenstrom statt, wenn dasselbe Spiralenpaar gleichzeitig als magnetisirendes und inducirtes benutzt wird, sowie auch dann wenn man ein Galvano-

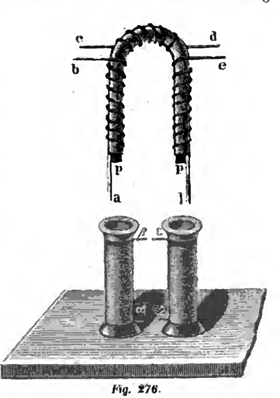


Fig. 276.

meter oder einen Wasserzersetzungsapparat statt des Körpers einschaltet. Werden aber entweder die Dräthe der Inductionsrollen oder die Magnetisirungsspiralen mit Ausschluss von cd alternirend unter einander verbunden, so hören alle Wirkungen auf, treten aber wieder hervor, sobald sowohl die einen als auch die andern alternirend verbunden werden. Ist ferner ab die magnetisirende und $\alpha\beta$ die inducirte Spirale, so erhält man die Summe der Wirkungen des Eisenkernes und der magnetisirenden Spirale. Beim Herausziehen des Eisenkernes ergiebt sich die Wirkung der inducirenden Spirale allein, und wenn ab die magnetisirende und $\lambda\varepsilon$ die inducirte Spirale ist, so erfährt man die Wirkung des Eisenkernes allein.

Nach Versuchen von Lenz soll die inducirende Wirkung eines kurzen von einem Stahlmagneten abgerissenen Ankers auf eine ihn umgebende schmale Spirale dieselbe sein, über welcher Stelle des Ankers sich die Spirale auch befinden mag. Wenn nun auch jenes Verhalten ohne Zweifel nur eben für einen sehr kurzen Anker statthaben kann, und wenn sich ein in seinen natürlichen Zustand zurückkehrender Elektromagnet wahrscheinlich nicht wie ein abgerissener Anker verhalten dürfte, so wurde doch Dove durch jene Beobachtung veranlasst, zwei Inductionsspiralen von 60 Windungen über einen Elektromagneten mit 22 Zoll langem und 14 Linien dickem Eisenkern zu schieben, und nach Art des Differentialinductors so zu erregen, dass ihre Wirkungen auf ein Galvanometer sich vollkommen compensirten. Wurde demnächst eine der beiden Spiralen näher an die Mitte des Eisenkernes gebracht, so schlug das Galvanometer stets zu ihren Gunsten aus, wie schon aus den Versuchen von Jacobi und Lenz (vergl. §. 16) vorauszusehen war. Wurde derselbe Eisenkern demnächst als Anker an einen Elektromagneten angelegt, so verhielt er sich ganz ähnlich, wenn man den Strom des letzteren unterbrach, zum Beweis, dass auch bei einer Erregung des Eisens von dessen Enden her dasselbe in seiner Mitte eine grössere Menge von Magnetismus zur Vertheilung bringt als an den direct erregten (und die Polflächen des Magneten nicht vollkommen berührenden) Enden unmittelbar. Um nun zu ermitteln, ob die Vertheilung des Magnetismus in einem Stabe unabhängig sei von der absoluten Intensität desselben, wurden zwei Inductionsspiralen wie soeben compensirt. Mochte nun aber der erregende Strom eine grosse oder eine geringe Stärke haben, bei gleicher Lage der Spiralen blieb die Compensation ungeändert.

II. Von allen Einzelerscheinungen, welche durch Inductionsströme hervorgerufen werden, haben offenbar die Lichterscheinungen vorzugsweise die Aufmerksamkeit der Experimentatoren auf sich gezogen. Ein besonderes Interesse mag es nach Entdeckung der Magnetoinduction gewährt haben, Funken blos durch Magnete hervorzubringen. Nobili und Antinori [6] waren die ersten, welche den Funken beobachteten, der beim Anlegen und Abreissen eines mit einer Inductionsspirale umwundenen Ankers an einem Stahlmagneten entsteht. Sie bedienten sich des Apparates der *Fig.* 277. Auf einem Anker von weichem Eisen wird eine Spirale von Kupferdrath aufgewunden, deren Enden an den Schrauben a und b befestigt sind. Diese sind isolirt von dem Anker, indem sie in Holzklötzchen eingreifen, welche in schwalbenschwanzartigen Ausschnitten des Ankers stecken, sie sind aber in leitender Verbindung mit zwei Stahlfedern, die bei c und d gegen die Polflächen des stählernen Hufeisenmagneten drücken,

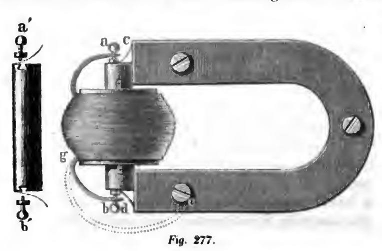


Fig. 277.

wenn der Anker anliegt. Sobald der Anker abgerissen ward, traten bei *c* und *d* Funken auf, herrührend von dem beim Entmagnetisiren des Ankers im umgebenden Drathe inducirten, durch die Masse des Stahlmagneten sich ausgleichenden und bei *c* oder *d* unterbrochenen Stromes. Um gleichzeitig beim Anlegen und Abreissen den Funken zu erhalten, war der Anker mit dem Kugelpaar *pq* der *Fig. 278* versehen und am Magneten war mit dem Ende *n* die Stahlfeder *nm* befestigt. Die Kugel *q* diente als Handhabe, und *p* berührte die Feder bei *t'*, wenn der Anker an den Magneten gelegt, und bei *t*, wenn er abgerissen wurde. — Eine geringe Modification bietet der unabhängig von jenem und gleichzeitig von Strehlke [7] angegebene Apparat dar. Der Anker ist wie dort mit einer Inductionsspirale umwunden, nur sind die Enden der letzteren nach Art der *Fig. 279* federnd gegen einander gelegt, sodass sie bei der Erschütterung des Anlegens oder Abreissens gegen einander vibriren und bei der dadurch statthabenden wiederholten Oeffnung des Umlaufes deutliche Funken hervortreten lassen. — Sehr ähnlich diesen Formen waren die Apparate, welche Emmet sowie Silliman [8] construirten. Nur waren dieselben stärker, sodass auch Schläge in den Händen und Ablenkungen am Multiplicator bewirkt werden konnten. Einer ganz ähnlichen Vorrichtung bediente sich Forbes [9], nur mit dem Unterschied, dass er statt des Stahlmagneten einen armirten natürlichen Magneten benutzte. — Um gleichzeitig eine grössere Anzahl von Funken zu erhalten, bediente sich Böttger [10] eines nach Art der *Fig. 280* beschaffenen Ankers, der sich von den früheren nur dadurch unterscheidet, dass die Inductionsspirale einerseits in einem Büschel von dünnen versilberten Kupferdräthen ausläuft, andererseits in einer ebenen Kupferplatte, und dass bei der Erschütterung des Anlegens oder Abreissens jene gegen diese bei *f* vibriren, um reichliche Funken auftreten zu lassen. — Wenn alle diese Versuche mit secundären Magneten (Anker) u. s. w. angestellt wurden, so giebt Faraday [11] ein Mittel an, einen Stahlmagneten ohne Weiteres zur Funkengewinnung zu benutzen. Es wird nämlich — vergl. *Fig. 281* — die Inductionsspirale *s* auf eine Papprolle gewunden. Ihre Enden berühren sich in *f* in Form einer Spitze und einer Platte. In die Papprolle wird ein Magnetstab *m* gestossen, welcher ein vorliegendes Holzstückchen *h* in dem günstigsten Moment berührt, wo der Pol sich in der Spirale befindet. Das letztere stösst gegen den federnden Drath und löst so die Berührung bei *f*, wobei der Funke sichtbar wird. — Principiell ist der Versuch derselbe, wenn Ritchie [12] einen geschlossenen Stahlring durch Umherführen eines kräftigen Magnetpoles magnetisirt, denselben in zwei Hälften mit Kupferdrath umwindet, und ihn an den Stellen durchbricht, wo diese beiden Hälften gegen einander stossen, und wenn er dann einen Lichtfunken erhält oder einen Schlag oder eine Ablenkung der Galvanometernadel.

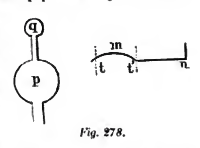
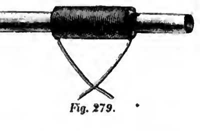
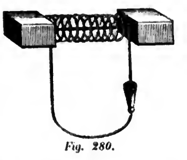


Fig. 278.


Fig. 279.


Fig. 280.

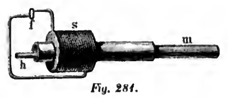


Fig. 281.

Die intensiveren Aeusserungen der Inductionsströme haben auch dazu gedient, Funken durch andere schwache Elektricitätsquellen darzustellen. So erhielt Linari [13] durch einen Torpedo den Funken mit Hülfe des Gegenstromes. Das Thier lag nämlich auf Glas, während am Rücken und am Bauch zwei Silberarmaturen mit isolirten Handhaben festgehalten wurden. Eine der Platten führte zu einem 577 Meter langen

über einen Eisenkern gewundenen Kupferdrath, der mit dem andern Ende in ein Quecksilbergefäss tauchte, zu dem auch die andere Platte eine Leitung sandte. Wurde nun diese Kette in demselben Momente geöffnet, in welchem das Thier auf Reizungen reagirte, so waren leicht Funken zu beobachten. MATTEUCCI wiederholte die Versuche unbeschadet des Erfolges mit einer ungleich schwächeren Spirale. Diese Versuche sind um deswillen noch besonders interessant, weil man mit dem Torpedo bis dahin noch keine Funken hat erzielen können. Die von WALSH 1776 beobachteten Funken waren mit dem Gymnotus gewonnen, und INGENHOUSS erhielt ihn mit einem surinam'schen Zitteraal. — Als ANTINORI [14] von diesen Versuchen hörte, übertrug er sie mit gleich günstigem Erfolg auf den Strom einer Thermosäule von 25 Antimon-Wismuth-Elementen. Der Schliessungsdrath, welcher den Gegenstrom lieferte, war in einer Länge von 505 Fuss auf einen Eisenkern gewunden, und gab einen sogar bei Tage sichtbaren Funken. Im Dunkeln konnte schon der Funke eines 8 Fuss langen Spiraldrathes gesehen werden, bisweilen sogar der eines 8 Zoll langen. Ingleichen konnte mit dieser Vorrichtung Wasser und salpetersaures Silberoxyd zersetzt und Stahl magnetisirt werden. WHEATSTONE wiederholte die Funkenerscheinungen mit verschiedenerlei Thermosäulen und Spiralen. — Immer waren aber noch Eisenkerne zur Erzeugung des thermoelektrischen Funkens angewandt worden, bis es WATKINS [15] gelang, ihn durch einfache Kupferbandspiralen zu gewinnen, mittelst deren er die Thermosäulen schloss, also durch lange Leiter von nur geringem Widerstand. Um die Quecksilberschliessung zu vermeiden, bediente er sich eines kammartig ausgeschnittenen Kupferstreifens, dessen Zähne mit Schnellloth überzogen waren, oder einer Feile oder eines gezahnten Rades, über welche er mit dem freien Ende der Spirale hinwegstrich, während sie mit dem einen Pol der Thermosäule in Verbindung stand.

Nach so vielen kleinlichen Experimenten haben wir MASSON und BREGUET [16] die erste ausführlichere Untersuchung des elektrischen Lichtes mittelst der schon in *Fig. 258* auf Seite 411 abgebildeten Inductionsspiralen zu danken. Es wurde nämlich der Gegenstrom der ganzen Spirale *M* von 1300 Meter Kupferdrath benutzt und durch den luftleeren Raum des elektrischen Eies geführt, zu welchem zwei in Messingkugeln endende Messingdräthe als Ueberleiter dienten. Dadurch entstand die in *Fig. 282* dargestellte Lichterscheinung. Die positive oder vielmehr (wie ABRIA [17] mit Recht einwendet) die negative Kugel *a* und ein Theil des zugehörigen Drathes ist mit einer violetten Lichthülle umgeben, während sich auf die positive Kugel *b* eine mehr weisse Lichtgarbe stützt. Bisweilen gehen von seitlichen Stellen der einen Kugel zu entsprechenden Stellen der andern leuchtende Bogen über, wie solche in der Figur dargestellt sind. Bisweilen intermittirt das Licht auf Secunden, und tritt dann von selbst wieder auf. Im Allgemeinen erscheint es continuirlich, doch kann man sich von der den Unterbrechungen des primären Stromes entsprechenden Discontinuität leicht überzeugen, wenn man einen beliebigen Gegenstand rasch in der Nähe vorüberbewegt, indem derselbe so oft vervielfältigt erscheint, als er einzelne Beleuchtungen während seiner Bewegung erfährt. So lange das Licht besteht, giebt ein Galvanometer einen dauernden Ausschlag und in einem eingeschaltenen Voltameter wird Wasser zersetzt, doch deuten beide nur auf einen schwachen Strom. Was die Farbe des Lichtes betrifft, so ändert sich dieselbe nicht, wenn Kugeln von verschiedenen Metallen als Polenden benutzt werden, nur bei eisernen Kugeln treten bisweilen die demselben charakteristischen Funken auf, ebenso wie bei Kugeln von Gaskohle. Bei letzteren konnte auch wohl eine röthere Färbung und eine grössere Schlagweite beobachtet werden. Ebenso vergrösserte sich die Schlagweite bei Anwendung von Metall- oder Kohlespitzen statt der Kugeln. Je dünner endlich der Drath ist, welcher zu der negativen Kugel im



Fig. 282.

Ei führt, um so weiter reicht die violette Lichthülle an ihm hinauf. So war eine Spirale von dünnem Platindrath über und über beleuchtet Mit SAVART's Polariskop können keine besonderen Erscheinungen wahrgenommen werden, und im Prisma beobachteten MASSON und BREGUET noch keine aussergewöhnliche Zerlegung. Wenn sie ferner fanden, dass der von ihnen benutzte und gerade in die Höhlung der Spirale *M* (*Fig* 258) passende Eisenkern das Licht derselben sofort verschwinden machte, so erklärt sich das durch eine von ihm bewirkte und schon in §. 38, N. IV. besprochene Stromschwächung. Eine Vermehrung der Elemente hatte den analogen Erfolg, wahrscheinlich wegen Durchschlagung der die einzelnen Spiralewindungen isolirenden Schichten. Wurde blos der eine Drath der Inductionsspirale benutzt, so fielen die Erscheinungen schwächer aus. Sie gelangen aber eben so gut mit dem Nebenstrom, als mit dem Gegenstrom. Zu bemerken ist noch, dass bei Benutzung des ersteren die Lichterscheinung dieselbe bleibt, wie wenn man sie durch den Gegenstrom darstellt, obschon man es in jenem Falle mit dem Anfangs- und mit dem Endstrom zu thun haben sollte, und somit der Unterschied einer positiven und einer negativen Kugel wegfallen müsste. Die Erklärung ergiebt sich aber aus den §. 38, N. II. gepflogenen Betrachtungen: der Schliessungsstrom kann wegen zu geringer Intensität den Widerstand im elektrischen Ei nicht überwinden, sodass auch hier die Erscheinung nur vom Oeffnungsstrom herrührt.

Mit Hülfe der weit stärkeren RUHMKORFF'schen Spiralen sind diese Erscheinungen vielfach studirt und vervollkommnet worden, sodass sie zu den prächtigsten der physikalischen Phänomene zu zählen sind. Wie FARADAY schon früher bei den entsprechenden Erscheinungen für Reibungselektricität wahrnahm, beobachtete QUET [18] auch bei dem Licht der Inductionsströme eine Zusammensetzung aus hellen und dunkeln Schichten, sodass namentlich bei Gegenwart von Dämpfen verschiedener Art im elektrischen Ei sich dunkle Querlinien durch die zwischen den Entladern ausgebreitete Lichtgarbe ziehen. Bringt man Holzgeist, Terpentinöl, Naphtha, Alkohol, Schwefelkohlenstoff, Zinnchlorid, Kieselfluorgas oder Mischungen dieser Dämpfe mit atmosphärischer Luft in den Raum des Eies, so treten verschiedene Färbungen auf. Immerhin ist aber die Färbung am positiven Pol meist roth, die am negativen Pole violett. In Kieselfluor wird das Licht am negativen Pol gelb, in Terpentinöl am positiven Pol weiss und zeigt lange Säulen, deren Schichten beinahe eben, aber von ungleicher Dicke sind. — MASSON [19] änderte den Versuch dahin ab, dass er den Strom des RUHMKORFF'schen Apparates durch das TORRICELLI'sche Vacuum führte. Doch weichen nach der Beschreibung die Erscheinungen nicht sehr von denen im GUERICKE'schen Vacuum ab, nur dass das Licht weit matter auszufallen scheint. Die Erscheinungen traten aber ebenfalls auf, wenn die Röhre isolirt war, und das Quecksilber nur mit einem Drathende des Apparates verbunden wurde. — Wie der Gebrauch des RUHMKORFF'schen Apparates, so gehört auch ein weiterer Verfolg dieser Lichterscheinungen einer späteren Periode an, als über welche unser Buch zu berichten hat.

Noch mag hinzugefügt werden, dass LINARI [20] den elektrischen Funken darstellte durch einen vom Strom der SAXTON'schen Maschine gewonnenen Inductionsstrom, also durch einen Strom dritter Ordnung, und dass DU MONCEL [21] auch für Inductionsfunken ähnliche verschieden gefärbte blitzartige Erscheinungen wie für maschinenelektrische Funken beobachtete, wenn er dieselben auf unvollkommene Leiter, wie vergoldete Bücherschnitte, benetzte Glasplatten, in Kupfervitriol getränkte Bänder u. s. f. überschlagen liess.

III. Unmittelbar reihen sich hieran Versuche von RIJKE [22], welche gleichzeitig für die Lichterscheinungen wie für die magnetischen Einflüsse und die physiologischen Wirkungen der Inductionsströme Aufschlüsse geben. Es wurden nämlich die auf Seite 298 herangezogenen Versuche von PAGE wiederholt, indem RIJKE durch einen

SOLEIL'schen Moderateur und mittelst einer starken Säule den DAVY'schen Lichtbogen darstellte und diesen zwischen die Pole eines starken Elektromagneten brachte. Der Einfluss des Magneten zeigte sich in einer Ablenkung des Bogens und demzufolge einer Verkürzung seiner Sehne, die durch den Abstand der beiden Kohlespitzen bestimmt wird. Indem nun diese Verkürzung um so stärker ausfällt, je kräftiger der Magnet ist, liegt die Vermuthung sehr nahe, dass mit höchst starken Magneten der Bogen zum vollständigen Verschwinden gebracht werden könne. — Während nun RIJKE den Strom selbst, welcher den Magneten umkreiste, in verschiedenen Abständen von dessen Polen unterbrach, beobachtete er ausser den von PAGE schon angeführten Verstärkungen des Glanzes und Schalles auch eine stärkere physiologische Wirkung, wenn die Unterbrechung nahe, als wenn sie fern vom Magneten geschah. Das führte aber zu der folgenden Erklärung: Der beim Unterbrechen einer Kette auftretende Funke besteht nämlich sowohl aus der den DAVY'schen Lichtbogen bildenden, als auch aus der durch den Extrastrom sich ausgleichenden Elektricität, und der letzte Antheil rührt sowohl von dem aufhörenden Strom in den Windungen als auch von dem aufhörenden Magnetismus im Eisenkern her. Nun aber werden gewisse Wirkungen des Gegenstromes um so heftiger, je rascher derselbe verläuft. Bewirkt aber, wie gezeigt wurde, die Nachbarschaft eines Magneten eine raschere Unterbrechung, so erklärt sich daraus der stärkere Lichtglanz und die stärkere physiologische Wirkung. — Aber auch bei einem andern als dem magnetisirenden Strom muss eine Unterbrechung in der Nähe eines Magneten dieselbe Wirkung haben, und das wurde z. B. bei einer flachen Bandspirale beobachtet, welche eine kräftige Säule schloss und in der Nähe eines Magneten oder fern von demselben geprüft wurde. Aehnlich verhielt sich auch der Nebenstrom der RUHMKORFF'schen Maschine, denn während in der Nähe eines Magneten nur 2 Millimeter lange Funken zwischen den Enden des dünnen Drathes beobachtet wurden, erreichten dieselben fern vom Magneten eine Länge von 7,7 Millimeter.

Je mehr über die Untersuchungen der Lichterscheinungen berichtet werden konnte, um so weniger ist von denen der Wärmeerscheinungen zu sagen. Die grosse Aehnlichkeit der Inductionsfunken mit denen der Maschinenelektricität veranlasste allerdings RITCHIE [23] schon lange, Knallgas und andere explodirende Gasgemenge mit jenen statt dieser zu entzünden, doch ist das lange Zeit die einzige Notiz gewesen, wo der Wärmewirkungen Erwähnung geschieht. Nun hat aber NEEFF [24] auf eine Polarität zwischen den durch den galvanischen Strom bewirkten Licht- und Wärmeerscheinungen aufmerksam gemacht, und seinen Magnetelektromotor [§. 37, N. V.] dazu benutzt, die ersteren wenigstens aufzuzeigen. Beobachtet man nämlich das Spiel des WAGNER'schen Hammers mit dem Mikroskop, so sieht man leicht, dass nur an dem negativen Ende desselben sich eine violettblaue Lichthülle befindet, welche von vielfach wechselnden und umherspritzenden weissen Funken durchsetzt wird. Je nach dem Wechsel der Stromesrichtung springt diese Lichterscheinung von der Spitze zur Platte oder wieder zur Spitze zurück. Jetzt, wo man durch den RUHMKORFF'schen Apparat das Licht im elektrischen Ei in weit grossartigerem Massstabe beobachten kann, bedarf es des Mikroskopes nicht mehr, um dieselbe, schon oben erwähnte Erscheinung zu sehen. Während aber derart das Licht vorzugsweise am negativen Pole auftritt, führt NEEFF allerhand Beispiele an, um zu beweisen, dass am positiven Pol vorzugsweise Wärme, oder allgemeiner ein lockerndes, zerstörendes Princip auftrete. So beobachtete GASSIOT, dass, wenn er die kupfernen Poldräthe seiner grossen Batterie kreuzweise über einander legte, so dass sie an einem Punkte derselben geschlossen wurde, stets der positive Drath zuerst zum Glühen kam, ja dass dieser durch die Hitze erweichte und infolge dessen sich sogar am freien Ende jenseits der Kreuzungsstelle von selbst umbog. Ferner ist es eine geläufige Beobachtung, dass bei dem DAVY'schen Lichtversuch im luft-

leeren Raum die positive Kohlenspitze an der hellsten Stelle eine Grube bekömmt, und dass die daraus fortgeführte Materie zur negativen Spitze übergeht, um sich daselbst zu einer kleinen Erhöhung anzuhäufen. Ebenso beobachtet man ein weit stärkeres Funkensprühen, wenn man den Strom einer starken galvanischen Säule zwischen einem dicken Eisendrath und einer Quecksilberfläche im lufterfüllten Raume überschlagen lässt, sobald der Drath den positiven Pol bildet, als wenn er zum negativen Pol genommen wird. Im letzten Falle entwickeln sich Quecksilberdämpfe in so grosser Menge, dass sie in der Form von leuchtenden Wolken sich über dem Quecksilbergefässe erheben u. s. w. — Dieses vorzugsweise Auftreten der Wärme am positiven Pole will aber GASSIOT [25] einer neuern Untersuchung zufolge nicht eben so wohl für die Inductionsströme wie für die galvanischen Ströme bestätigt finden. Im Gegentheil meint er, trete sie bei ersteren vielmehr ebenfalls am negativen Pole auf. Fand die Entladung in der Luft statt, dann wurde das negative aus einem Platindrath bestehende Ende vorzugsweise erwärmt. Waren die Dräthe in einem geraden luftleeren Thermometerrohr eingeschlossen, dann erhitzte sich keiner von beiden; die Entladung erfüllte aber die Röhre mit einem weissen glänzenden Licht. Auch wenn an irgend einer Stelle die Röhre zur Kugel ausgeblasen wurde, breitete sich die Entladung mit ähnlicher Lichterscheinung in derselben aus, und hatte die Kugel etwa 1 Zoll Durchmesser, dann erhitzte sich das negative Ende beträchtlich, und schwärzte in seiner Nähe das Glas über und über. In einem Falle kam sogar das Glas zum Schmelzen und es reducirte sich Blei aus demselben. Am positiven Ende dagegen blieb das Glas stets rein, und nur der Platindrath wurde auf eine kurze Strecke mit schwarzem Pulver bedeckt. An diesem Ende trat mit dem Beginn der Entladung stets ein kleiner glänzender Funken auf, von dem aus sich der elektrische Büschel verbreitete, während sich das negative Ende mit den gewöhnlichen blauen und rothen Flammen bedeckte.

Aehnliche Beobachtungen hatte schon DESPRETZ [26] ein Jahr früher gemacht, indem er fand, dass, wenn im elektrischen Ei der im violetten Licht spielenden Kugel ein Thermometer angenähert wurde, dieses eine höhere Temperatur angab.

Andere in derselben Abhandlung enthaltene Versuche verbreiten sich über eine weitere interessante Wirkungsweise des Inductionsstromes. DESPRETZ benutzte nämlich den Strom des RUHMKORFF'schen Apparates, um einen Monat lang die Elektricität von einem Kohlenstück auf ein Bündel Platindräthe überschlagen zu lassen. Nach Beendigung des Versuches hatte sich auf den Platindräthen ein schwarzes Pulver von mikroskopischen Octaedern abgelagert, das aus reiner Kohle bestand und Rubine schliff. Die mikroskopischen Krystalle sassen wie Alaunkrystalle mit der quadratischen Grundfläche auf, und hatten das Ansehen der rohen Diamanten. Die Kohle war aus weissem Kandis dargestellt, und verbrannte gleich den Krystallen ohne Rückstand.

Durch ähnliche Mittel hat GROVE [27] eine elektrochemische Polarität derjenigen Gase entdeckt, welche in dem sogenannten leeren Raum der Luftpumpe noch zurückbleiben. In denselben brachte er nämlich eine Daguerreotypplatte und dieser gegenüber eine Stahlspitze und liess zwischen beiden den Strom eines Inductionsapparates sich in bekannter Weise entladen. Je nachdem nun nach dem Auspumpen der Rest der Luft Sauerstoff enthielt, oder einem positiven Gase (Wasserstoff, Stickstoff u. s. w.) angehörte, oder aus einer zersetzbaren Luft bestand, erhielt er Flecken, wenn die Platte mit dem positiven Pol in Verbindung stand, oder die Flecken verschwanden, wenn sie mit dem negativen verbunden war, oder sie erhielt in beiden Fällen Flecken. Diese Flecken waren meist verschieden gefärbt und bestanden wohl auch aus concentrischen Ringen. Wurde die Stahlnadel mit einer aus anderem Metall vertauscht, so war kaum ein Unterschied in den Versuchsergebnissen wahrzunehmen, wohl aber traten beträchtliche Verschiedenheiten ein, wenn

statt der Silberplatte eine Platte von anderem Metall angewendet wurde. Da verhielt sich z. B. Wismuth wie Silber, Platin zeigte sich fast indifferent, Zinn, Zink. Kupfer und Eisen bedurften viel Sauerstoff zur Oxydation, wurden aber nicht reducirt u. s. f. Die vielen hier beschriebenen Versuche lassen sich noch nicht auf allgemeine Gesichtspunkte zurückführen, bieten aber um so schätzbarere Einzelheiten dar, als ganz in neuester Zeit höchst eigenthümliche Zerlegungen der in ähnlicher Weise behandelten trockenen Gase und Dämpfe nachgewiesen worden sind.

Hat man nun chemische, physiologische, galvanometrische und Magnetisirungsversuche vorzugsweise angestellt, um mit Hülfe derselben die Gesetze der Inductionsströme zu finden, und weniger deswegen um mittelst der Inductionsströme die chemischen u. s. w. Gesetze zu ermitteln, so muss doch hier noch ein Versuch Antinori's [28] erwähnt werden, der darin besteht, dass er mit Hülfe einer grossen dem Museum von Florenz gehörigen Kupferdrathspirale durch den Erdmagnetismus chemische Zerlegungen zu Stande brachte. Dieser Versuch hatte um deswillen ein Interesse, weil Faraday die Gesetze der Induction durch Erdmagnetismus [vergl. §. 35, N. II.] zur Erklärung gewisser Erscheinungen des Rotationsmagnetismus entwickelte, und um deswillen nachzuweisen unterlassen hatte, dass die so gewonnenen Inductionsströme sich auch in chemischer Beziehung verhalten wie andere Inductionsströme. Die Ausfüllung einer andern hier gelassenen Lücke wurde schon in §. 36, N. VIII. behandelt.

IV. Bei Gelegenheit seiner Untersuchungen über elektrodynamische Induction verglich Henry [29] die verschiedenen Aeusserungen derselben unter einander bei verschiedener erregender Kraft, und fand, dass die Intensität der Funken, der physiologischen, der magnetischen und der chemischen Wirkung nicht immer einander parallel gehen. So z. B. gab eine Spirale aus einem 93 Fuss langen Kupferband mit einer Thermosäule helle Oeffnungsfunken unter starkem Geräusch, aber nur sehr schwache physiologische Wirkungen. Im Allgemeinen nehmen zwar für denselben Rheomotor sowohl die Funken als die Zuckungen mit Verlängerung des Schliessungsbogens bis zu einem gewissen Maximum zu, es tritt aber für die ersteren dieses Maximum bei einer kürzeren Drathlänge ein als für die letzteren. Dasselbe zeigte sich auch bei Nebenströmen. Wie die Funken verhielt sich die magnetisirende Kraft, wogegen die chemischen Zersetzungen noch längere Zeit ungeschwächt von Statten gingen, doch allmälig auch abnahmen, während die Zuckungen noch immer zunahmen. So zeigten sich in einem Falle durch eine inducirende Bandspirale und eine Inductionsrolle von 700 Yard $^1/_{125}$ Zoll dicken Drathes weder magnetische noch chemische Wirkungen mehr, während die Zuckungen noch ziemlich kräftig waren, doch sanken auch diese bis auf schwache Empfindungen in den Fingern herab, wenn die Inductionsspirale mit einer andern von 1500 Yard Länge vertauscht wurde.

V. Nobili und Antinori [30] konnten 1832 eine elektrische Spannung an den Enden der Inductionsdräthe mittelst eines Goldplattelektroskopes nicht nachweisen. Erst zwei Jahre später machten gleichzeitig Masson [31] und Jenkins die Beobachtung einer Spannungserscheinung durch Inductionselektricität, dahin gehend, dass sogar dann ein Stoss empfunden wird, wenn man mit einer Hand den Eisenkern eines grössern Elektromagneten berührt und mit der andern dessen Drathleitung, während der durch dieselbe gehende Strom unterbrochen wird.

Diese Erscheinungen wurden nun von Masson und Breguet [32] aufgenommen und in der schon mehrfach citirten Abhandlung mit andern in Einklang gebracht. Sie gingen sogar soweit, die Induction nur als eine Erscheinung der statischen Elektricität zu betrachten, und zu dem Ende mussten sie vor allem nachweisen, dass sich eine kleist'sche Flasche oder ein Condensator mittelst eines Stromes laden lasse, an dem bislang noch keine Erscheinung der statischen Elektricität nachgewiesen worden war, nämlich mit dem Strom einer magnetoelektrischen Maschine.

Indem nun der Grund des bisherigen Misslingens darin zu suchen ist, dass die Condensatorplatten sich gleichzeitig durch den an beiden anliegenden Drath wieder entladen, indem andererseits durch einen Strom von starker Spannung Funken von merklicher Länge hervorgebracht werden konnten, so luden Masson und Breguet fortan den Condensator nicht durch Anlegen der Dräthe an beiden Platten, sondern vielmehr aus dem Abstand der Schlagweite. **Ein magnetischer Inductionsstrom also, welcher Funken von merklicher Länge in der Luft hervorzubringen im Stande ist, vermag einen Condensator zu laden, so dass der Inductionsstrom in statische Elektricität umgewandelt werden kann.** Nachdem nun dieses Ergebniss einmal gewonnen war, wurden bei den weiteren Untersuchungen die kräftigeren elektrodynamischen Inductionsspiralen benutzt, welche in *Fig.* 283 von Seite 411 hier nochmals dargestellt werden mögen.

Um die leitenden Ideen bei diesen Untersuchungen anzudeuten, mag nur erwähnt werden, dass Masson und Breguet keinen gesonderten Gegenstrom neben dem Hauptstrom in einem langen Schliessungsdrath annehmen, dass sie vielmehr die Erscheinungen desselben durch ein Auftreten von statischer Elektricität beim Oeffnen der Kette erklären, welche um desto grössere Spannung hat, je länger der Schliessungsbogen ist und eine je geeignetere Gestalt er besitzt, um die Entwickelung der statischen Elektricität zu begünstigen. Und diese Annahme war auf den durch elektroskopische Versuche geführten Nachweis begründet, dass, wenn ein Drath von einem elektrischen Strom durchlaufen wird, Punkte desselben, welche in gleichem Abstand von dessen Enden liegen, am Condensator gleiche und entgegengesetzte Spannungen zeigen, welche unverhältnissmässig wachsen, wenn man die Verbindungen unterbricht oder wiederherstellt.

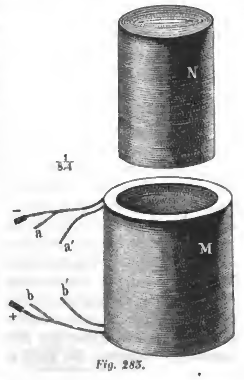


Fig. 283.

Mittelst dieser Elektricität des Unterbrechungsstromes konnte nun ein Condensator geladen werden, wenn man die Anordnung der *Fig.* 284 traf. In derselben stellt *M* die Spirale der vorigen Figur dar, wenn die beiden Dräthe derselben in gleichem Sinne, also *b* mit *a'* verbunden worden sind, *k* bedeutet das erregende Element, *C* den Condensator und *r* die Stelle, an welcher der Stromumlauf unterbrochen wird. Hat der Strom im Schliessungsbogen die Richtung der beigesetzten Pfeile und ist der Nebendrath an die untere Condensatorplatte blos bis zur Schlagweite angenähert, so ladet sich die letztere mit negativer, die obere Platte mit positiver Elektricität. Eine gleiche Ladung konnte gewonnen werden, wenn die eine Condensatorplatte ableitend berührt, und das freie Ende der Nebenschliessung zum Boden abgeführt wurde. Ein in der Ableitung befindliches Galvanometer zeigte einen Strom auch dann noch an, wenn gleichzeitig eine Wassersäule mit eingeschalten war, und berührte eine Kette von mehren Personen die Condensatorplatte, so empfanden alle gleichzeitig die Stösse der bewegten Elektricität.

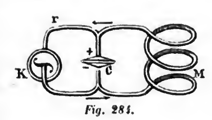


Fig. 284.

Die bisher mit dem Gegenstrom angestellten Versuche wurden bei gleichem Erfolg auch mit dem Nebenstrom wiederholt. Zu dem Ende wurde zwischen *a* und *b* der Spirale *M* ein Rheomotor und eine unterbrechende Vorrichtung gebracht, und der Condensator in schicklicher Weise mit dem Drathe *a'b'* verbunden. Bei Benutzung blos des Oeffnungsstromes ward der Condensator in demselben Sinne geladen wie

beim Gegenstrom. Der Schliessungsstrom allein gab aber entgegengesetzte Zeichen, jedoch, wie begreiflich, nur sehr schwache Spannungen. Eine grössere KLEIST'sche Batterie konnte durch den Nebenstrom geladen werden, und ging der Ladungsstrom gleichzeitig durch den menschlichen Körper, so wurden ebenso schmerzliche Erschütterungen empfunden, als wenn die Batterie gar nicht im Kreise gestanden hätte.

Endlich beobachteten MASSON und BREGUET noch die folgende interessante Ladungserscheinung, die wieder auf die oben besprochene zurückkommt, welche schon früher MASSON allein wahrgenommen hatte. Es wurde nämlich in bekannter Weise in dem Drathe ab der Spirale M der Gegenstrom und in dem Drathe $a'b'$ der Nebenstrom entwickelt. Schloss man nun a und b' oder a' und b mit den Händen, während die andern beiden Enden vollkommen isolirt und unverbunden blieben, so empfand man beim jedesmaligen Oeffnen der Kette bedeutende Stösse. Das geschah aber nicht, wenn der Körper zwischen a und a' oder zwischen b und b' sich befand. Hieraus geht aber hervor, dass im Moment des Unterbrechens zwei neben einander herlaufende Dräthe sich verhalten wie eine geladene KLEIST'sche Flasche. Die durch Induction hervorgebrachten Erscheinungen würden sich also von den durch Influenz hervorgerufenen nur durch die Länge und die Anwendung der Leiter unterscheiden, würden aber denselben Gesetzen unterfallen, als diese. Die Inductionsströme wären somit nur ein besonderer Fall der durch Influenz erzeugten.

Ganz zweifelfrei sind jedoch die hier dargestellten Erscheinungen nicht, wie DU BOIS REYMOND [32] zeigt. Wird nämlich der Nerv eines Froschschenkelpräparates mit einem Ende der offenen Nebenspirale in leitende Verbindung gesetzt und wird entweder das Präparat oder das andere Ende der Spirale ableitend berührt, so zuckt der Schenkel, stärker im ersteren, schwächer im letzteren Fall. Die Zuckungen treten aber nicht ein, wenn der Schenkel und das freie Ende gleichzeitig vollkommen isolirt sind. Durch Unterbindung des Nerven werden die Erscheinungen nicht geändert. Nun aber verfallen bekanntlich einige Zeit nach dem Tode des Thieres die von ihm entnommenen Präparate in einen Zustand geringerer Erregbarkeit, bei welchem sie blos durch einen vom Ursprung des Nerven nach dessen peripherischen Verzweigungen abwärts gehenden Strom in Zuckungen gerathen, und bei noch weiterem Absterben reagiren sie blos noch auf einen im Nerven aufsteigenden Strom. Werden nun an beiden Spiralenden Präparate angebracht von gleicher Erregbarkeit, so zucken dieselben abwechselnd, das eine beim Schliessen, das andere beim Oeffnen der Kette. Das erklärt sich nun daraus, dass in jedem Falle beide Elektricitäten, also beispielsweise die positive an beiden Enden in Bewegung geräth, wenn auch nur ein Ende abgeleitet wird. Doch ist die Bewegung am direct abgeleiteten Ende und somit auch die Wirkung auf das Präparat stärker als am isolirten Ende. Es fragt sich aber, was wird aus der entsprechenden negativen Elektricität? Will man annehmen, dass sie ebenfalls durch den abgeleiteten Schenkel abfliesse, so würde auch der am andern Ende befindliche Schenkel in Zuckungen gerathen, denn bei ihm flösse die negative Elektricität aufwärts, also die positive Elektricität abwärts. Das ist aber nicht der Fall. Es wäre ferner die Möglichkeit, dass diese negative Elektricität in der Drathrolle beharrte, bis sie anderweit (etwa bei Gelegenheit der Ableitung des Oeffnungsstromes, wenn zuerst mit dem Schliessungsstrom operirt wurde) abgeleitet würde. Dann müsste dieselbe aber elektroskopisch nachweisbar sein, was ebenfalls nicht gelang. Beide Möglichkeiten treffen also nicht zu, und die Frage muss offen bleiben.

VI. Eine Erweiterung der Versuche von MASSON und BREGUET verdanken wir SINSTEDEN [33], indem er Spannungserscheinungen, selbst Funken an ungeschlossenen Inductionsspiralen, und zwar zuvörderst Spannungserscheinungen an einer SAXTON'schen Maschine nachwies. Die Maschine hatte die ÖRTLING'sche Einrichtung

(§. 36, N. III. Ende) und war mit einem Stahlmagneten von 200 Pfund Tragkraft versehen. Der Eisenkern bestand aus isolirten Dräthen und über diese waren zwei Inductionsrollen von je 1640 Fuss $^1/_4$ Linie dicken Kupferdrathes gewunden. Die ganze Maschine war auf Bäuschen von Gummi elasticum isolirt, und die beiden Ständer für die schleifenden Federn sowie die Handhabe zum Drehen waren aus Glas gefertigt. Der Abstand zwischen den Magnetpolen und dem rotirenden Anker betrug $1^1/_2$ Linien, und beide wurden zur weiteren Isolation mit Wachstaffet und Schellack überdeckt.

So vorgerichtet wurden die beiden Ständer im ungeschlossenen Zustand durch ein mit einem Condensator versehenes Goldplattelektroskop geprüft, und sie zeigten positive und negative Elektricität in demselben Sinne, in welchem man sie als positive und negative Pole bezeichnet, wenn sie durch einen Schliessungsbogen mit einander verbunden sind. Wenn man den einen der beiden Ständer ableitend berührte, so vergrösserte sich wie an der VOLTA'schen Säule die Spannung des andern. Unter den letztgenannten Umständen zeigte aber auch der Stahlmagnet stets diejenige freie Elektricität, welche an dem isolirten Ständer auftrat, und das erklärt sich daraus, dass der Magnet durch Vertheilung von dem isolirten Anker her elektrisch wurde, und sonach von ihm nur die mit der vertheilenden gleichnamige Elektricität abgeleitet werden konnte. SINSTEDEN verwahrt sich zwar gegen diese Erklärung, doch ohne eine andere zu geben, und ohne Versuche ausführlicher mitzutheilen, welche in überzeugender Weise dieselbe widerlegen.

Da nun die heftigeren physiologischen Wirkungen der magnetoelektrischen Maschinen gerade durch Gegenströme hervorgerufen werden, welche beim Oeffnen metallischer Schliessungen des von der Maschine ursprünglich erregten Stromes entstehen, war es von besonderem Interesse, die elektrischen Spannungen an den Enden der Inductionsrollen zu untersuchen, wenn eine Schliessung derselben unmittelbar vorangegangen war. Von den hierher gehörigen Versuchen mag der folgende besonders hervorgehoben werden. Es wurde nämlich der Apparat nach Art der *Figg. 285* und *286* umgestaltet. Dem zufolge sind an der Welle *i*, welche die

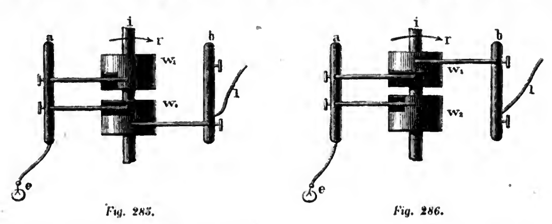


Fig. 285. *Fig. 286.*

Inductorrollen trägt, zwei Metallwalzen w_1 und w_2 so angebracht, dass sie in gewöhnlicher Weise die beiden Inductorenden repräsentiren. Dieselben tragen zwei Horneinsätze, welche, wie die schraffirten Stellen andeuten, den halben Umfang der untern, resp. obern Seite der Walzen ausfüllen, sodass zwei Federn, welche von dem isolirten Ständer *a* ausgehen, bei jeder Umdrehung halb auf Metall und halb auf Horn schleifen, während eine von dem Ständer *b* ausgehende Feder blos auf dem Metall der untern Walze schleift. Soll nun bei einer durch den Pfeil *r* angedeuteten Rotationsrichtung der Axe *i* das mit w_1 verbundene Inductorende auf seine freie Elektricität nach vorangegangener Schliessung untersucht werden, so wird w_2 so gedreht, dass sein Horneinsatz wie in *Fig. 285* um $^1/_6$ des Kreisumfanges dem

von w_1 vorausläuft, dann wird der Ständer b mit einer auf dem Metall von w_2 laufenden Feder versehen und durch einen Drath l nach dem Erdboden abgeleitet, ingleichen wird der Ständer a mit einem Elektroskop e in Verbindung gesetzt. So lange nun beide von a ausgehende Federn auf dem Metall ruhen, sind die Inductorrollen geschlossen, sobald aber die untere Feder auf den Horneinsatz von w_2 kommt, werden sie geöffnet. Immerhin bewegt sich die obere Feder noch lange genug auf dem Metall von w_1, um die freie Elektricität des Inductorendes an a und somit an das Elektroskop e zu übertragen, während die freie Elektricität des zu w_2 gehörigen Inductorendes über b und l zum Boden abfliesst. Unter so bewandten Umständen kann nur die bei der Unterbrechung, nicht aber die während des ganzen ungeschlossenen Ganges frei werdende Elektricität gesammelt werden. Denn liegen beide Federn a auf den isolirenden Einsätzen, so wird ihnen keine freie Elektricität mitgetheilt; dann aber verlässt die untere Feder bei weiterer Drehung ihren Horneinsatz früher als die obere, findet jedoch auf w_2 keine freie Elektricität vor, weil diese durch die andere Feder nach b abgeleitet war; und wenn endlich beide Federn von a ihre Horneinsätze verlassen, so ist der Strom wieder geschlossen. — Soll aber das andere mit w_2 verbundene Inductorende untersucht werden, so wird diese Walze wie in *Fig. 286* um $1/3$ des Kreisumfanges zurückgedreht und die Feder des abgeleiteten Ständers w_1 auf den metallischen Umkreis der oberen Walze w_1 gebracht. Im Uebrigen bleibt die Untersuchung dieselbe. — Durch diese Versuche zeigte sich nun, dass nach vorangegangener Schliessung der Inductorrollen die Spannung der freien Elektricität ihrer Enden ungleich bedeutender ist, als wenn dieselben ungeschlossen bleiben. Die Elektroskoppendel kamen nämlich zu ganz beträchtlicher Divergenz auch ohne Anwendung eines Condensators. Doch was das Vorzeichen der gewonnenen freien Elektricität betrifft, so waren die Ergebnisse zweifelhaft, denn die Goldplättchen befanden sich in häufigen Schwankungen und divergirten bisweilen mit positiven, bisweilen mit negativen Zeichen.

Offenbar treten hier grosse Analogien mit den schon von Breguet und Masson beobachteten Thatsachen hervor. Das veranlasste Sinsteden [33] auch seinerseits die Spannungserscheinungen an ungeschlossenen elektrodynamischen Inductionsrollen zu untersuchen. Zu dem Ende wurde eine inducirende Spirale auf ein 5 Zoll langes und $5/4$ Zoll weites Holzrohr mit dünnen Wänden gerollt, und nachdem sie mit Wachstaffet umlegt war, wurde über dieselbe 3280 Fuss dünner Kupferdrath als Inductionsspirale gewickelt. In der Höhlung der Schliessungsspirale stand ein Glascylinder und dieser war mit 6 Zoll langen isolirten Eisendräthen gefüllt. Nun zeigten sich ausser schon von früher bekannten Erscheinungen namentlich noch die folgenden. Wurde nämlich das äussere Drathende der offenen Inductionsspirale mit einer Hand und ein beliebiges Ende der Schliessungsspirale oder auch das Eisendrathbündel mit der andern Hand gefasst, so erhielt man Schläge. Diese traten jedoch nicht auf, wenn das innere Ende der Inductionsspirale mit dem äusseren vertauscht wurde. Im letzten Falle hörte sogar das Brennen auf, welches man empfand, wenn man das innere Ende der Inductionsspirale oder den Eisenkern allein berührte. Dass nun die aus dem Eisenkern hervorgehende und so gut wie die der beiden Spiralen auch auf elektroskopischem Wege nachweisbare Elektricität nichts mit dem magnetischen Vorgang im Eisen zu schaffen hat, zeigt sich dadurch, dass qualitativ dieselben Erscheinungen eintraten, wenn die Eisendräthe mit Messingdräthen vertauscht wurden. Die Erklärung liegt vielmehr näher: Durch die Induction wird stets entgegengesetzte freie Elektricität nach beiden Enden der Inductionsspirale getrieben. Ihre innern Lagen als die dem Eisenkern näheren wirken überwiegend auf dessen nullelektrischen Zustand vertheilend, binden in ihm die mit der Ladung

des äussern Endes gleichnamige Elektricität und machen die ungleichnamige frei. Durch Berührung des äussern Endes und des Eisenkerns wird sonach eine Leitung für entgegengesetzte Elektricitäten geboten, während man es bei Berührung des innern Endes und des Kernes mit gleichnamigen zu thun hat, woher die verschiedene Wirkung. Gleich dem Eisenkern verhält sich die Magnetisirungsspirale, nur kann es auffallen, dass bei SINSTEDEN's Versuchen beide Enden derselben gegen beide Enden der Inductionsspirale gleich reagiren, während bei denen von MASSON und BREGUET nur dann eine Wirkung auftrat, wenn das innere Ende der einen und das äussere Ende der andern Spirale gleichzeitig gefasst wurden. Bedenkt man aber, dass in den letzteren Versuchen die Magnetisirungsspirale dieselbe Länge hatte als die neben ihr aufgewundene Inductionsspirale, während bei SINSTEDEN's Versuchen nur eine sehr kurze Magnetisirungsspirale in Anwendung kam, so kann von der schwachen Spannung der beim Oeffnungsstrom in letzterer auftretenden freien Elektricität Abstand genommen und die Magnetisirungsspirale gleich dem Eisenkern nur als indifferentes Belege betrachtet werden.

Das grosse Interesse, welches der Gegenstand bietet, sowie Bedenken, welche gegen die Beobachtungen erhoben wurden [34], veranlassten SINSTEDEN [35], die letzten Versuche in noch grösserem Umfang abermals aufzunehmen. Der von ihm construirte Apparat ist nach der Beschreibung in *Fig.* 287 zu $^1/_3$ der natürlichen Grösse im Durchschnitt wiedergegeben, und unterscheidet sich von dem vorigen wesentlich durch Einführung zweier Stanniolbelege auf der innern und auf der äussern Fläche der Inductionsspirale, die sich gewissermassen wie die Belege einer KLEIST'schen Flasche verhalten, zwischen denen sich die Elektricitätsquelle befindet. In der Figur bedeutet:

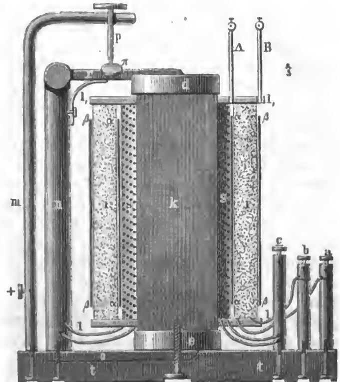


Fig. 287.

k ein Bündel isolirter Eisendräthe;

ll $l_l l_l$ zwei dasselbe oben und unten umschliessende Holzscheiben;

ss die Magnetisirungsspirale, gewunden aus zwei 1 Linie dicken Kupferdräthen und überlegt mit Wachstaffet und Schellack;

αα, *αα* einen geschlitzten Stanniolcylinder, welcher auf der Wachstaffet- und Schelläckisolirung liegt und wiederum mit denselben Isolatoren überdeckt ist;

ii die aus 3000 Fuss $^1/_4$ Linie dicken Kupferdrathes bestehende Inductionsspirale;

ββ, *ββ* ein geschlitzter Stanniolcylinder von der Inductionsspirale getrennt durch Schellack und Wachstaffet;

tt ein Bodenbrett;

o ein in dasselbe eingelassener Eisenstab;

e eine Eisenplatte auf *o* liegend und mit dem Drathbündel und dessen Umgebung an *tt* festgeschraubt;

n eine auf *o* festgeschraubte Eisenstange;

r ein in dieser Stange mit Scharnier gehender, dem untern ähnlicher Eisenstab;

d eine an letzteren befestigte Platte, welche mit *r* durch eine starke an *n* befindliche Feder nach oben gedrückt wird;

m einen Messingstab, in welchem der eine Poldrath des Rheomotors eingeschraubt wird, und der oben eine Schraube *p* mit Platinspitze trägt, gegen welche die auf dem Querstab *r* befestigte Platinplatte *π* bei unthätiger Kette drückt;

A ein mit dem innern Stanniolcylinder *αα* und

B ein mit dem äussern *ββ* in Verbindung stehender Kupferdrath, oben mit Knöpfchen versehen;

c ein Messingständer zur Aufnahme des negativen Poldrathes der Kette und der beiden Enden der Leitungsdräthe, deren Anfänge in die Eisenstange *n* eingeschraubt sind;

a eine Glasstange mit Messingknopf zur Aufnahme des innern Endes der Inductionsrolle;

b eine gleiche Stange zur Aufnahme des äussern Endes.

Einer sehr vollkommenen Isolation hatten sich die Stanniolcylinder des Apparates nicht zu erfreuen, denn wurde einer derselben mit Elektricität gefüllt, während er mit einem Elektroskop in Berührung stand, so fielen dessen Pendel zusammen, sobald die Inductionsspirale mit einer Ableitung zum Boden verbunden wurde. Ueber den Zweck der einzelnen Apparattheile braucht kaum weiteres hinzugefügt zu werden, als dass die Platte *d* dazu dient, nach Art des WAGNER'schen Hammers den primären Strom bei *π* zu öffnen und zu schliessen.

Nach den frühern Untersuchungen ist nun ersichtlich, dass der innere Stanniolcylinder *αα* dieselben Spannungserscheinungen zeigen wird, wie der Eisenkern und die Magnetisirungsspirale, und dass der äussere Cylinder *ββ* das reciproke Verhalten zeigen muss. In Wahrheit gaben, bei offener Inductionsspirale und wenn die primäre Spirale auch nur mit einem einfachen Kupferzinkelement erregt wurde, die Kugeln *A* und *B* stets entgegengesetzte Elektricitäten. Namentlich aber zeigte *A* stets dieselbe freie Elektricität wie das innere Ende des Inductionsdrathes *a*, und *B* dieselbe wie *b*. Mit einem Goldplattelektroskop in Verbindung gesetzt, ist der Ausschlag nicht dauernd, sondern die Plättchen fallen häufig zusammen und schlagen wieder aus. Jede Kugel *A* und *B* giebt für sich Fünkchen von 2 Linien Länge und zwar stärkere, wenn die andere Kugel ableitend berührt wird. Ist eine der beiden Kugeln mit einem Metallarm verbunden und wird dieser der andern angenähert, so schlagen dauernde Funkenströme bis auf 2 Linien mit starkem Geräusch und hellem Glanz über. Dabei kann Alkohol und Colophonium entzündet und sechsfaches Schreibpapier durchschlagen werden. Mit beiden Händen gefasst, geben sie Schläge, wie stark geladene KLEIST'sche Flaschen. Wird Jodkalium-Stärkekleister zwischen beide Kugeln gebracht, so entsteht eine starke Zerlegung, nicht aber durch den Strom einer einzigen Kugel. Dagegen gab ein Galvanometer keinen Ausschlag, wenn es mit *A* und *B* in Verbindung stand, auch nicht einmal bei Einschaltung einer nassen Schnur. Zwischen *a* und *b* aber waren bei jeder Oeffnung und Schliessung die Ausschläge der Nadel beträchtlich. Ebenso konnte man einen schwachen Ausschlag erhalten, wenn die Galvanometerenden die beiden Ständer am Schlitz des äussern Stanniolcylinders verbanden und wenn der primäre Strom geöffnet oder geschlossen wurde, indem dann der Cylinder eine einfache inducirte Windung repräsentirte.

Noch wurde ein ganz besonderer Einfluss des Platinstiftes *p* und der Platinplatte *π* beobachtet, denn, als dieselben abgenutzt und zufällig durch ganz ähnliche Theile von chemisch reinem Silber ersetzt waren, bekamen die Erscheinungen einen vollkommen andern Charakter. Während nämlich die Platinplatte mit verbranntem Platin stets bedeckt und nur schwierig zu reinigen war, während massige und die

Platinspitze mit einer blauen Lichthülle umkleidende Funken auftraten, und während diese schon bei einer Drehung des Kopfes als intermittirend erkannt werden konnten: blieb die Silberplatte blank und der Stift nutzte sich nicht ab, die Funken waren klein und eine Intermittenz konnte durch jenen Versuch nicht wahrgenommen werden. Ingleichen war der Bogen, den die Platte durchlief, bei Anwendung des Silberstiftes ein unverhältnissmässig viel kleinerer, als bei Anwendung des Platins. Dazu kam vor allem, dass beim Gebrauch des Silberstiftes alle Spannungserscheinungen bis auf eine geringe Spur verschwanden. Der Grund dieser auffallenden Thatsache wird von Sinsteden in der Verzögerung gefunden, welche die Stromschliessung erleidet, bis Platinstift und Platte durch das sie bedeckende schwarze Pulver hindurch zur wirklichen metallischen Berührung kommen, und in der Verzögerung der Stromöffnung, indem nach der metallischen Trennung von Stift und Platte das umhergestreute glühende Platinpulver den Strom noch eine geraume Zeit leitet, ehe er vollständig unterbrochen wird. Diese Gründe fallen dagegen beim Silber fort, indem dasselbe nicht die Eigenschaft besitzt, vom galvanischen Strom zerstäubt zu werden. „Die Schliessung und Unterbrechung durch den Platinstift übt dem zufolge im Gegensatz zu der durch den Silberstift einen dreifachen Einfluss aus: einmal veranlasst sie eine stärkere Magnetisirung des Eisenkernes (entsprechend der Trägheit des Eisens im Annehmen von Magnetismus); ferner läuft dem zufolge eine grössere Menge entgegengesetzter Elektricitäten während des Oeffnungsstromes der Magnetisirungsspirale von den Enden der offenen Inductionsspirale zurück, und drittens geschieht diese Elektricitätsbewegung während einer längeren Zeitdauer. —

Wenn wir die frühere Erklärung auf das Verhalten der beiden Stanniolcylinder übertragen, so würde die an ihnen auftretende freie Elektricität durch Influenz erzeugt sein, indem die innern und äussern Schichten der offenen Inductionsspirale die ihnen befreundeten Elektricitäten in den zunächst benachbarten Stanniolcylinder binden und die gleichnamigen Elektricitäten in denselben frei werden lassen. Ganz gelöst scheinen aber manche dabei sich aufdrängende Fragen nicht zu sein: Wie kommt es, dass an den innern und äussern Schichten der offenen Inductionsspirale und dem entsprechend an beiden bezüglichen Stanniolcylindern immer nur eine Art von Elektricität auftritt, wo doch für den Oeffnungsstrom und für den Schliessungsstrom eine entgegengesetzte Bewegung der Elektricität im Nebendrath unzweifelhaft ist? Hängt damit vielleicht die hüpfende Bewegung der Elektroskoppendel zusammen, wenn der eine der beiden Stanniolcylinder auf dieselben reagirt, und deutet jenes abwechselnde Ausschlagen und Zusammenfallen vielleicht auf entgegengesetzte Elektricitäten, mit denen die Stanniolcylinder im Wechsel geladen werden? Wenn aber ferner auch nachgewiesen wäre, dass einer der beiden entgegengesetzten Ströme über den andern überwöge und dem zufolge auch die mittlere Ladung der Stanniolcylinder ein gewisses Vorzeichen besitzt, was wird dann aus der von den anliegenden Schichten der Inductionsspirale gebundenen Elektricität? Gleicht sie sich vielleicht infolge der mangelhaften Isolation im Laufe der Zeit mit der bindenden in der Spirale aus? Oder rührt der unerschöpfliche Funkenstrom bei Annäherung der beiden Knöpfe A und B her von abwechselnd entgegengerichteten Strömen? Nun, es steht eine Erweiterung dieser höchst interessanten Versuchsreihen in Aussicht. —

---

[1] Stöhrer. Namentlich *Pogg. Ann. Bd. 61. S. 417 (1844) und Bd. 77. S. 467 (1850).
[2] Sinsteden. *Pogg. Ann. Bd. 76. S. 29 und 195 (1848), sowie Bd. 92. S. 1 und 220.
[3] Pixii. *Dove's Rep. d. Ph. 1. 308.
[4] Saxton. *Pogg. Ann. 39. 401.
[5] Dove. *Pogg. Ann. 43. 511 (1838). — Aus den Berichten der berliner Akademie. — Untersuchungen im Gebiete der Inductionselektricität. Berlin 1842. S. 15.

[6] Nobili ed Antinori. *Antologia Fiorentina. Vol. 46. N. 136. p. 85. (Aprile 1832. Dat. Firenze li 6 Maggio 1832.)
[7] F. Strehlke. *Pogg. Ann. 25. 186. (1832.)
[8] Emmet, Silliman. *Dove's Rep. d. Ph. 1. 310, aus Silliman Am. Journ. 26. 23.
[9] James Forbes. *London and Edinb. Philos. Mag. [3.] 1. 49. (July 1832.)
[10] Rud. Böttger. *Pogg. Ann. 34. 497 (Beuren b. Heiligenstedt 10. März 1835).
[11] Faraday. *Pogg. Ann. 34. 292 (1835). — Philos. Mag. [3.] 5. 349.
[12] Ritchie. *Philos. Mag. [3.] 10. 280 (Apr. 1837).
[13] Linari et Matteucci. *Comptes rend. 3. 46 (11 Juillet 1836).
[14] Antinori. Cfr. Wheatstone in Philos. Mag. [3.] 10. 414 (May 1837).
[15] Watkins. *Philos. Mag. [3.] 11. 304 (Sept. 1837.)
[16] Masson et Breguet (fils.) *Ann. de ch. et de ph. [3.] 4. 129. (1842.-Prés. à l'Acad. de Paris le 23 Août 1841.)*
[17] Abria. *Ann. de ch. et de ph. [3.] 7. 462 (1843).
[18] Quet. *Comptes rend. 35. 949 (Dec. 1852). — Inst. 1852. p. 418. — Arch. des sec. ph. et nat. 22. 86. — Silliman Am. Journ. [2.] 16. 99. — Dingler's polytechn. Journ. 129. 236. — *Pogg. Ann. Ergänzungsband 4. 507 (1854).
[19] Masson. Comptes rend. 36 (255). — Cosmos par Moigno. 2. 284. — *Inst. N. 997 (9. Févr. 1853). — Arch. des sec. ph. et nat. 22. 266. — Philos. Mag. [4.] 5. 468.
[20] Linari. *Comptes rend. 20. 900 (1845).
[21] Du Moncel. *Comptes rend. 37. 995 (1853). — Cosmos par Moigno. 3. 811. — *Inst. N. 1043. (28 Déc. 1853). — Arch. des sec. ph. et nat. 25. 67.
[22] Rijke. Konst-en letterbode 1853. 1. p. 163. — *Pogg. Ann. 89. 166 (1853). — Zeitschrift für Naturwissenschaft. 1. 459.
[23] Ritchie. *Pogg. Ann. 32. 529 (1834). — Aus Philos. Transact. for 1833. pt. II. (20. März 1833). — Philos. Mag. [3.] 4. 105.
[24] Neeff. *Pogg. Ann. Bd. 66. S. 414 (1845) und Bd. 69. S. 141 (1846).
[25] Gassiot. *Inst. N. 1092 (6 Déc. 1854). — British Association. 24th meeting. Liverpool. Sept. 1854. — Hierzu Philos. Mag. Jan. 1854.
[26] Despretz. *Comptes rend. 37. 369 (1853). — Cosmos par Moigno. 3. p. 369 et 382. — *Inst. N. 1027 (7 Sept. 1853). p. 303. — *Dingler's polytechn. Journ. 129. 445. — Chemisches Centralblatt. 1853. 733. — Athenaeum. 1853. 1231. — Arch. des sec. ph. et nat. 24. 281. — Mech. Mag. 59. 386. — Zeitschrift für Naturwissenschaft. 2. 260. — Erdmann's Journal. 59. 55. — Edinb. Journ. 56. 178. — Liebig's Ann. d. Ch. 88. 226. — Polytechnisches Centralblatt. 1854. S. 247. — Archiv der Pharmacie. [2.] Bd. 77. S. 140 und Bd. 79. S. 47. — Fechner's Centralblatt. 1854. 248 — Neues Jahrbuch der Pharmacie. 1. 252.
[27] Grove. *Ann. de ch. et de ph. [3.] 37. 376. — Philos. Transact. for 1852. p. 87. — Inst. 1852. p. 345. — Philos. Mag. [4.] p. 150 et 498. — Arch. des sec. ph. et nat. Vol. 21. p. 142 et Vol 23. p. 196. — Proc. of Roy. Soc. 6. 168. — *Pogg. Ann. Bd. 93. S. 417 und 582 (1854).
[28] Antinori. Elementi di fisica sperimentale di F. Marcez tradotti dall' abbate L. Marcili. Firenze 1839. p. 21. — Ingleichen Melloni in den *Ann. de ch. et de ph. [3.] 15. 34 (1845).
[29] Henry. *Pogg. Ann. Ergänzungsband 1. 282 (1842). — Aus den Transact. of the American philos. Soc. Vol. 6. — Dritte Abhandlung einer unter dem Titel: „Beiträge zur Elektricität und zum Magnetismus" erschienenen Untersuchung. — *Ann. de ch. et de ph. [3.] 3. 394 (1841).
[30] L. Nobili e V. Antinori. *Antologia Fiorentina. Vol. 46. N. 138. p. 150 (Giugno 1832).
[31] A. Masson. *Ann. de ch. et de ph. 66. 5 (1837).
A. Masson et Breguet (fils). *Ann. de ch. et de ph. [3.] 4. 129 (1842). Prés. à l'Acad. de Paris le 23 Août 1841.
[32] E. du Bois-Reymond. *Untersuchungen über thierische Elektricität. Berlin 1848. Bd. 1. S. 429. — *Berliner Berichte für 1845. S. 538 (dat. 4. Apr. 1845).
[33] Sinsteden. *Pogg. Ann. 69. 353 (1846).
[34] Vergl. du Bois-Reymond in *Berliner Berichte für 1846. S. 509.
[35] Sinsteden. *Pogg. Ann. 85. 465 (1852).

§. 40. Gesetze der Induction.

Je verwickelter die in diesem Abschnitt behandelten Erscheinungen sind, um so mehr nehmen sie den Eifer der Forscher in Anspruch, die Gesetze der-

selben festzustellen. Soweit nun das in dieser Beziehung Geleistete nicht in den Gang der bisherigen Darstellungen verflochten werden konnte, und soweit dabei nicht theoretische Betrachtungen zugrunde gelegt worden sind, mag es demnächst zusammengestellt werden.* Es muss aber sogleich bemerkt werden, dass man sich bei den Untersuchungen über die Gesetze der Induction wesentlich nur auf die secundären Ströme beschränkt hat, und dass die Ströme höherer Ordnungen eine eingehendere Erforschung noch nicht erfuhren.

Wir unterschieden galvanische und magnetische Induction, je nachdem der zu inducirende Leiter den Wirkungen ausgesetzt ist, welche aus Schwankungen galvanischer Ströme oder magnetischer Vertheilungen hervorgehen. Statt der magnetischen Kräfte konnten immer die gleichwerthigen AMPÈRE'schen Spiralströme substituirt werden, und somit bestätigte sich überall das schon von FARADAY bei der ersten Entdeckung der Induction aufgestellte Gesetz, dass eine Vermehrung der inducirenden positiven oder negativen Ursache stets Inductionsströme von entgegengesetztem Vorzeichen, eine Verminderung derselben aber Inductionsströme von gleichem Vorzeichen hervorrufen, welche für oberflächliche Betrachtung unmittelbar nach der inducirenden Schwankung erlöschen.

Das OHM'sche Gesetz, dass nämlich die elektromotorische Kraft eines Stromes gleich sei dem Product aus der gemessenen Stromstärke und dem ebenfalls zu messenden Widerstande, welchen der Strom auf seinem Wege zu überwinden hat, lässt sich nicht anwenden, wenn die einen Strom veranlassenden Störungen im elektrischen Gleichgewicht einer langen Leitung rascher entstehen, als sie sich in derselben Leitung fortpflanzen können. Ehe jedoch diese Zweifel aufgeworfen wurden, hat man schon mit Erfolg das OHM'sche Gesetz auf die hier abzuhandelnde Induction (nicht aber auf die durch Entladung KLEIST'scher Batterien zu bewirkende) übertragen. Erst später ist durch Rechnung und Versuche bewiesen worden, dass unter gewöhnlichen Umständen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektricität mehre tausend mal geringer ist, als die dabei stattfindenden und die Inductionsströme veranlassenden Gleichgewichtsstörungen, und somit sind alle Nachweise, welche mit Hülfe jenes Gesetzes geführt wurden, nachträglich gerechtfertigt.

Die stets sich wiederholende Reciprocität zwischen den elektrodynamischen, resp. elektromagnetischen Erscheinungen und denen der Induction tritt auch in den Gesetzen wieder hervor, nach denen Ströme in ihren Leitern inducirt werden. Diese wurden zunächst an denjenigen Strömen geprüft, welche in einer einen Anker umgebenden Spirale inducirt werden, wenn er durch Anlegen an einen Magneten magnetisirt oder durch Abreissen von demselben entmagnetisirt wird. Es zeigt sich, dass die dabei inducirte elektromotorische Kraft sich direct wie die Anzahl der Windungen verhält, und von der Weite der Windungen, der Dicke und Substanz der Dräthe unabhängig ist. Wenn aber das stattfindet, dann beeinflusst Länge, Dicke und Substanz des Leiters die Stärke des in ihm inducirten Stromes nur in soweit, als dadurch dessen Widerstand sich ändert, jedes einzelne Theilchen des im Wirkungskreis des Inductors befindlichen Leiters wird aber im einfachen umgekehrten Abstand von demselben inducirt.

Wenn nun auch die bisher vorausgesetzte Identität der magnetischen mit der galvanischen Induction nach den im Früheren erörterten Gründen nicht wird bezweifelt werden, so bedurfte es doch noch eines directen Nachweises, und dieser ist mit Hülfe des Elektrodynamometers geführt worden. Wird nämlich die Bifilarrolle desselben in sich geschlossen und in Schwingungen versetzt, während durch die Multiplicatorrolle ein Strom von bekannter Stärke läuft, so werden dadurch in ersterer Ströme von solcher Richtung inducirt, dass durch ihre Rückwirkung auf den primären Strom die aufeinanderfolgenden Schwingungsbögen eine Abnahme erleiden. Aus der beobachteten Grösse dieser Abnahme lässt sich (mit Berücksichtigung der durch Reibung und Luftwiderstand bewirkten Abnahme) die Intensität der durch den galvanischen Strom hervorgerufenen Induction ermitteln. Wird dann auch durch die Bifilarrolle ein Strom von bekannter Stärke geführt, so ergiebt sich aus der dadurch bewirkten und zu beobachtenden Ablenkung derselben ein Maass für das von der Multiplicatorrolle auf letztere ausgeübte galvanische Drehungsmoment. Behufs Vergleichung mit der magnetischen Induction ist es nur nöthig, ausserhalb des Instrumentes Magnetstäbe parallel zur Axe der unthätigen Multiplicatorrolle zu legen, die geschlossene Bifilarrolle in Schwingungen zu versetzen, und aus der beobachteten Abnahme der Schwingungsbögen die Intensität der in ihr durch die Magnete hervorgerufenen Induction zu berechnen, und endlich wiederum einen Strom von gemessener Stärke durch die Bifilarrolle zu senden, um aus der dadurch und durch die Magnete bewirkten Ablenkung das magnetische Moment der Bifilarrolle zu berechnen. Solche Versuche zeigen, dass die auf die Rolle wirkenden elektromagnetischen und elektrodynamischen Kräfte sich verhalten wie die durch dieselben in der Rolle inducirten Ströme. Sonach wird *durch die Einheit der inducirenden Kraft, gleichviel ob diese galvanischen oder magnetischen Ursprunges ist, stets die gleiche Menge von Elektricität in Bewegung versetzt.*

Zu der elektrischen oder magnetischen Kraft können aber noch andere Kräfte hinzukommen, um bei der Induction thätig zu sein. Die magnetischen oder galvanischen Kräfte sind z. B. allein thätig in denjenigen Fällen, wo durch Verstärken oder Schwächen des primären Stromes oder des Magnetismus Ströme inducirt werden. Geschieht aber solches durch Annäherung oder Entfernung zwischen inducirender Ursache und zu inducirendem Leiter, so ist auch noch diejenige äussere Kraft thätig, welche die zur Annäherung und Entfernung erforderliche Bewegung bewirkt. Beachtet man nun blos die Elektricitätsmenge, welche zwischen Beginn und Ende einer solchen Ortsveränderung, abgesehen von deren Dauer, in Bewegung versetzt wird, so ist dadurch der Einfluss der äussern Kraft eliminirt. Fragt man aber nach der *Intensität der inducirten Ströme* bei rascherer und bei langsamerer Ortsveränderung von Leiter oder inducirender Ursache, so zeigt sich, dass dieselbe *der Geschwindigkeit der inducirenden Bewegung proportional* ist. Dieses Gesetz hat sich ebenfalls durch Versuche mit dem Elektrodynameter herausgestellt, indem die Bifilarrolle in sich geschlossen und unter Einfluss eines in der Multiplicatorrolle umlaufenden Stromes in oscillirende Bewegungen versetzt wurde. Infolge der da-

durch in ihr inducirten Ströme zeigte sie bei grössern Schwingungen (also grösserer Geschwindigkeit) eine jenem Gesetz entsprechende raschere Abnahme der Schwingungsbögen als bei kleineren Schwingungen. — Da nun die den Inducenten oder den zu inducirenden Leiter bewegende Kraft immer der ihnen ertheilten Geschwindigkeit proportional ist, so lässt sich auch das letztere Gesetz in Uebereinstimmung mit dem vorigen so aussprechen, dass die Menge der in gleichen Zeiten inducirten Elektricität der Summe aller dabei thätigen Kräfte proportional sei.

Eine Erweiterung der bisher behandelten empirischen Gesetze der Induction ist auf rein mathematischem Wege von Neumann durchgeführt worden. Auch diese basirt auf der vielerwähnten Reciprocität zwischen den elektrodynamischen und elektromagnetischen Erscheinungen mit der galvanischen und magnetischen Induction. Würde demzufolge ein galvanischer Strom auf ein von der Stromeinheit durchflossen gedachtes und auf einem Bahnelement dw sich bewegendes Leiterelement ds eine anziehende oder abstossende Wirkung ausüben, deren Maass auf die Richtung jener Bahn projicirt $= C ds$ wäre, so würde dieser Grösse und der Länge des Bahnelementes dw die inducirte elektromotorische Kraft $E ds$ proportional und entgegengesetzt sein, also ist

$$E ds = - \varepsilon dw \, C ds,$$

wo ε ein constanter Coefficient ist, der nachmals für den Fall, dass alle Messungen in preussischem Maasse ausgeführt werden, so bestimmt wurde, dass

$$\varepsilon = \frac{1}{192 \text{ Quadratzoll}}$$

ist. Demnach würde die Elektricitätsmenge J, die in einem Leiter s inducirt wird, der sich zwischen $s_{\prime}$ und $s_{\prime\prime}$ erstreckt, und auf einer Bahn w zwischen den Grenzen $w_{\prime}$ und $w_{\prime\prime}$ bewegt, gefunden werden durch Multiplication jener elementaren elektromotorischen Kraft mit der Leitungsfähigkeit ε' von s und durch doppelte Integration nach s und w zwischen den angegebenen Grenzen. Also wäre

$$J = - \varepsilon \varepsilon' \int_{w_{\prime}}^{w_{\prime\prime}} \int_{s_{\prime}}^{s_{\prime\prime}} dw \cdot C ds.$$

Diese Formel erweitert sich zu einem dreifachen Integral, wenn auch auf die Elemente des inducirenden Stroms Rücksicht genommen wird. Dann lässt sie sich aber auf die verschiedenen Fälle der Induction übertragen, namentlich und zunächst, wenn entweder der Leiter oder der Strom bewegt, und wenn entweder der eine oder der andere oder der Weg w eine geschlossene Curve darstellt. Die geschlossene Strombahn führt zum Solenoid und dieses zum Magnet. Das Entstehen eines galvanischen Stromes oder des Magnetismus in der Nachbarschaft eines Leiters kann als eine plötzliche Annäherung aus unendlicher Entfernung und das Aufhören als eine plötzliche Fortbewegung in unendliche Entfernung betrachtet werden. Aus den Gleichungen geht nun hervor, dass überall, wo man es mit einer Wirkung von geschlossenen Strömen (also auch

Magneten) auf geschlossene Leiter zu thun hat, die Menge der inducirten Elektricität unabhängig von dem Wege ist, auf dem die Annäherung oder Entfernung geschieht, und nur abhängt von dem Unterschiede der Potentiale zwischen Strom und Leiter in ihrer Anfangs- und Endstellung. Wirkt ferner ein geschlossener Strom auf einen ungeschlossenen Leiter, wie bei der unipolaren Induction, und bewegt sich letzterer in geschlossener Bahn, so ist die in Umlauf gesetzte Elektricitätsmenge unabhängig von der Länge und Gestalt des Leiters und hängt blos ab von den Potentialen der Bahnen seiner beiden Enden. Wenn nun aber überhaupt in einem ungeschlossenen Leiter ein Inductionsstrom nicht zustande kommen kann, und unter ungeschlossenem Leiter nur ein solcher verstanden wird, von dem einzelne Theile gegen andere ohne Aufhebung der Gesammtleitung verschoben werden können, und wenn dann die geschlossenen Leiter sich von den ungeschlossenen nur dadurch unterscheiden, dass in ihnen die Verschiebung oder die Länge der verschobenen Theile $= 0$ ist, so wurde es Bedürfniss, von diesem Gesichtspunkte aus den Complex der in Rede stehenden Erscheinungen abermals zu betrachten. Als Ergebniss davon stellte sich das folgende allgemeine Theorem für die Induction von elektrischen Strömen heraus. Es wird nämlich die Bahn des inducirenden Stromes sowohl, wie der zu inducirende Leiter so gedacht, dass beide in translatorischer Bewegung befindlich sind und gleichzeitig ohne Unterbrechung der Continuität ihre Gestalt ändern. Dann sind die während dessen inducirten elektromotorischen Kräfte gleich der mit ε multiplicirten Differenz der beiden Potentialwerthe von Strom auf Leiter beim Beginn und am Ende der Bewegung, wenn letzterer von der Einheit des Stromes durchflossen gedacht wird.

Aus den früheren Paragraphen geht allgemein hervor, dass die Ströme höherer Ordnungen qualitativ immer die entgegengesetzten Wirkungen ausüben, als die sie veranlassenden Schwankungen in den Strömen der zunächst niederen Ordnung. Da nun ein plötzliches Auftreten und ein plötzliches Schwinden einer Kraft nicht wohl denkbar ist, das Schliessen und Oeffnen eines galvanischen Stromes der oberflächlichen Anschauung aber in dieser Weise erscheint, so dürfte es sich verlohnen, zu untersuchen, wie weit in den Gesetzen der Induction eine Lösung jenes Conflictes gefunden werden könne, ob und in wieweit sich also in den Inductionsströmen der Ausdruck desjenigen Widerstandes finde, den die Materie der auf sie einwirkenden Kraft der primären Ströme entgegensetzt. Das ist jedoch noch nicht geschehen, vielmehr sind noch stets die Schwankungen der inducirenden Ursachen als plötzlich und die inducirten Ströme als eine davon gesonderte Erscheinung betrachtet worden. Unter dem Einfluss dieser Anschauungsweise muss es auffallen, dass trotz aller Bemühungen es noch nicht hat gelingen wollen, ein allmäliges Ansteigen der durch plötzliche Schwankungen der primären Ursachen inducirten secundären Ströme nachzuweisen, vielmehr treten die secundären Ströme ebenso plötzlich mit dem Maximum ihrer Intensität hervor, als die inducirenden Veränderungen der primären Ursachen veranlasst werden. Da hingegen hat man Mittel gefunden, nachzuweisen, dass das Verschwinden der Inductionsströme, wenn auch rasch, so doch in messbarer Zeit geschieht, ihre

Intensität fällt sehr rasch von dem Maximum und nähert sich asymptotisch dem Nullwerth an. Zu solchen Untersuchungen haben sich namentlich die Anfangsgegenströme brauchbar gezeigt, welche durch enggewundene Spiralen von viel Kupferdraht inducirt werden. Trifft man die Einrichtung so, dass eine Vorrichtung den Strom einer galvanischen Batterie durch eine solche Spirale plötzlich schliesst und nach sehr kurzer Zeit ebenso plötzlich wieder öffnet, so erfährt ein neben der Spirale aufgehangener Magnet eine Einwirkung, die eine Function ist von der Elektricitätsmenge, welche der primäre Strom allein während der Schliessungszeit durch die Spirale gesandt haben würde, weniger derjenigen Elektricitätsmenge, die infolge des Gegenstromes allein auf demselben Wege in umgekehrter Richtung gegangen wäre. Die Versuche bestätigen nun das oben Gesagte dadurch, dass die aus den Nadelausschlägen für die Zeiteinheit berechneten Elektricitätsmengen bei gleicher Stärke des primären Stromes um so geringer ausfallen, je kürzer man die Schliessungsdauer des Stromes machte. Der Gegenstrom beeinträchtigt also den primären Strom anfangs mehr denn weniger, seine Intensität ist somit vom Moment seines Entstehens an im Abnehmen begriffen. Die Schliessungsdauer wurde bei diesen Versuchen bis auf wenige Hunderttausendstel einer Secunde verkürzt.

Ausser jenen allgemeinen Gesetzen sind noch speciellere für die Magneto-Induction gültige zu registriren, welche vorzugsweise Anwendung finden bei den SAXTON'schen Maschinen und bei den elektromagnetischen Kraftapparaten.

Um ein Maass für die Wirksamkeit der SAXTON'schen Maschinen zu bekommen, lässt sich der durch dieselbe erzeugte continuirliche Strom nach dem OHM'schen Gesetz ausdrücken durch die elektromotorische Kraft und durch den Widerstand, welchen die Inductorrollen und ein einzuschaltender Schliessungsbogen darbieten. Die elektromotorische Kraft lässt sich vergleichen mit der einer gewöhnlichen galvanischen Kette, wenn man beide nach entgegengesetzter Richtung mit einem Galvanometer zum Kreise schliesst, und die Rotationsgeschwindigkeit beobachtet, bei welcher beide ihre Wirkung auf das Galvanometer gegenseitig aufheben. Noch zuverlässiger ist es, die Maschine unmittelbar mit dem Rheometer zu verbinden, und aus dessen Angaben nach bekannten Operationen die elektromotorische Kraft zu berechnen.

Bei diesen Versuchen hat sich nun die sonderbare Thatsache herausgestellt, dass die elektromotorische Kraft nicht im Verhältniss der Drehgeschwindigkeit, sondern in einem geringeren wächst, ja dass sie sogar mit vermehrter Bewegung zu einem Maximum ansteigt und von da wieder abnimmt. Den Erklärungsgrund hiervon glaubte man in einer Trägheit des weichen Eisens, aus welchem die Inductorkerne bestehen, bezüglich der Annahme und Abgabe des Magnetismus, erklären zu müssen. Infolge dessen würde der Inductor nicht unmittelbar vor den Magnetpolen das Maximum seiner Polarität haben, sondern erst dann, wenn er bei seiner Rotation diese Stelle merklich überschritten hätte. Eine Einbusse in der Stromstärke würde also daraus um desswillen hervorgehen, weil der Stromwechsel durch den Commutator bei dessen Normalstellung früher einträte, als der Strom das entgegengesetzte Vorzeichen annimmt.

Dieser Erklärung widerspricht nun die Thatsache, dass die elektromotorische Kraft immer stärker wird, je mehr bei gleicher Rotationsgeschwindigkeit an äusserem Widerstand in den Schliessungsbogen eingeschaltet wird; oder was dasselbe ist, je geringer bei gleicher Rotationsgeschwindigkeit die absolute Stärke des Stromes ist, welcher in den Inductorrollen kreist. Das kann nun unmöglich in Zusammenhang stehen mit jener hypothetischen Trägheit in der Magnetirungsfähigkeit des Eisens. Wohl aber bietet sich dadurch ein anderer Erklärungsgrund dar, der darin besteht, dass die in den Inductorrollen umlaufenden, sowie die auf der Oberfläche der Eisenkerne direct inducirten Ströme für sich allein im rotirenden Anker eine Polarität hervorrufen würden, welche zwar schwächer, aber stets entgegengesetzt ist derjenigen, die von den Magneten herrührt. Die hieraus ersichtliche und mit der Stromstärke zunehmende Schwächung der Polarität beeinträchtigt sonach rückwärts die beabsichtigten Ströme nicht allein unmittelbar, sondern auch mittelbar dadurch, dass alle Phasen im Polaritätswechsel der Eisenkerne eine Verzögerung erleiden. Der durch den letzten Antheil der Rückwirkung herbeigeführte Verlust lässt sich beseitigen, wenn man je nach der Rotationsgeschwindigkeit die Wechselstellen des Commutators mehr oder weniger nach der Richtung der Rotation gegen die polare Lage verstellt. Der andere Antheil der entstehenden Schwächung lässt sich jedoch nicht vermeiden.

Obschon nun durch jene Gegenwirkung der Verlust an elektromotorischer Kraft bei der SAXTON'schen Maschine sich vollständig erklären lässt, glaubte man doch mit der gewohnten Coercitivkraft nicht sofort brechen zu dürfen. Vielmehr räumte man ihr immer noch einen Antheil jenes Verlustes ein, bis endlich durch überaus sorgfältige Versuche nachgewiesen wurde, dass sie bei sonst homogenem weichen Eisen überhaupt gar nicht existirt. Würde sie nämlich vorhanden sein, so müsste sie sich bei Elektromagneten mit Kernen aus feinen Drathbündeln ebenso gut zeigen, als bei solchen mit massiven Kernen. Versieht man aber zwei derartige Elektromagneten mit Inductionsspiralen, und schliesst diese durch einen Multiplicator möglichst kurze Zeit, nachdem man die primäre Spirale geöffnet hat, so erhält man an letzterem um so weniger einen Ausschlag, je feiner die Dräthe sind, aus denen der Eisenkern besteht. Bei feinstem Eisendraht verschwindet der Ausschlag gänzlich. Dass aber bei massiven Kernen ein Ausschlag vorhanden ist, rührt einzig daher, dass die beim Oeffnen des primären Stromes auf seiner Oberfläche inducirten secundären Ströme das Verschwinden seines Magnetismus über die Zeit hinaus verzögern, welche verstreicht zwischen dem Oeffnen der Magnetisirungs- und dem Schliessen der Inductionsspirale, und dass dieser magnetische Rückstand die Störungen des elektrischen Gleichgewichtes veranlasst, welche sich durch den Multiplicatorausschlag kundgiebt.

In Hinsicht des Widerstandes der Inductionsrollen mag nur die eine für die Praxis wichtige und durch einfache Rechnung erweisliche Thatsache angeführt werden, dass unter sonst gleichen Umständen das Maximum der Stromstärke erzielt wird, wenn der Widerstand in den Inductionsrollen gleich ist dem Widerstand im Schliessungsbogen der

Maschine. Hiernach hat man zu verfahren, wenn es darauf ankommt, zu wählen zwischen den verschiedenen, bei den meisten Maschinen möglichen Combinationen in den Verbindungen der Inductorrollen.

Auch bei den elektromagnetischen Kraftapparaten spielen die Inductionsströme eine grosse Rolle. Nur durch das Vorhandensein dieser ist es erklärlich, dass, wenn man den durch den Apparat gehenden Strom mit einem Rheometer misst, der Betrag weit grösser ausfällt für die ruhende, als für die bewegte Maschine, und dass im letzteren Falle der Strom sich mit Verstärkung der Batterie in so geringem Maasse ändert, dass man sich der Einschaltung eines Kraftapparates bedienen soll, wenn man bei wissenschaftlichen Zwecken eines constanteren Stromes bedarf, als ihn die gewöhnlichen sogenannten constanten Batterien zu geben vermögen.

I. Um die Abhängigkeit der Stärke inducirter Ströme von der Geschwindigkeit der Bewegung zwischen Leiter und Inductor zu ermitteln, und um das Verhältniss zwischen galvanischer und magnetischer Induction festzustellen, bediente sich Weber [1] des Elektrodynamometers (§. 26, N. I, S. 243). Was zunächst die Abhängigkeit der Induction von der Geschwindigkeit der Bewegung betrifft, so diente die Multiplicatorrolle als inducirende Spirale und wurde deshalb mit einem Rheomotor verbunden; die Bifilarrolle war die inducirte Spirale und wurde zu dem Ende in sich geschlossen und in Schwingungen versetzt. Würde letztere von einem dauernden Strome durchflossen worden sein, so hätte dessen Stärke durch Beobachtung der durch denselben bewirkten Gleichgewichtslage gegen die blos von der Torsion der Aufhängedräthe herrührende Gleichgewichtslage ermittelt werden können. Da aber der durch die Oscillationen inducirte Strom mit der Oscillationsrichtung stets sein Vorzeichen ändert, und zwar so, dass er infolge seiner elektrodynamischen Wechselwirkung mit dem primären Strom nur immer eine Verkleinerung der Schwingungsbögen bewirkt, nicht aber eine Aenderung in der mittleren Gleichgewichtslage, so musste eine Reihe aufeinanderfolgender Ausschlagwinkel beobachtet, und aus deren Abnahme ein Maass für die Induction gefunden werden. Die Ergebnisse dieser Versuche und Rechnungen interessiren uns hier nur insoweit, als eine geometrische Abnahme der Schwingungsbögen gefunden wurde, indem die Logarithmen derselben in arithmetischer Reihe abnahmen. Nun ist aber die Grösse der Schwingungsbögen eines isochron schwingenden Körpers stets seiner Geschwindigkeit in entsprechenden Augenblicken seiner Schwingungsdauer proportional. Ferner ist die Kraft, welche eine geometrische Abnahme bewirkt, diesen Schwingungsbögen ebenfalls proportional, und da diese Kraft (die elektrodynamische Wechselwirkung zwischen den veränderlichen inducirten Strömen und dem constanten Strom der Multiplicatorrolle) der Intensität der inducirten Ströme wieder proportional ist, so ergiebt sich daraus, dass die Intensität der inducirten Ströme der Geschwindigkeit der inducirenden Bewegung proportional ist.

Aus diesem Gesetz geht hervor, dass man nur die Geschwindigkeit der inducirenden Bewegung zu vermehren braucht, um bei gleichem inducirenden Strom die Intensität des inducirten willkürlich zu erhöhen. Aus einer Reihe von Versuchen und daraus abgeleiteter Stromstärke für die Schwingungsintensität der Bifilarrolle zeigte sich, dass für das dabei angewandte Elektrodynamometer die Bifilarrolle 31 mal in 1 Secunde gedreht werden, oder eine Geschwindigkeit von etwa 6,5 Meter haben müsste, wenn der im Moment, wo sie auf der festen Rolle senkrecht steht, in ihr inducirte Strom so stark sein sollte, als der in der festen Rolle kreisende. — In Betreff der im Text näher erörterten Methode behufs Feststellung

des Verhältnisses zwischen der galvanischen und magnetischen Induction dürfte es hier nur noch von Interesse sein, die von WEBER gefundenen Zahlen mitzutheilen. Es ergab sich für die Wirkung der galvanischen Induction, welche in der schwingenden und geschlossenen Bifilarrolle durch den Strom der festen Rolle stattfand

0,002627 . . . . 1),

für das elektrodynamische Drehungsmoment des Stromes in der Multiplicatorrolle auf den Strom in der Bifilarrolle

101,9 . . . . 2),

für die Wirkung der magnetischen Induction, welche in der schwingenden und geschlossenen Bifilarrolle durch die festliegenden Magnete inducirt wurde

0,000097 . . . . 3),

und für das elektromagnetische Drehungsmoment derselben Magnetstäbe auf den Strom in der Bifilarrolle

19,1 . . . . 4).

Nun verhalten sich die Zahlen unter 2) und 4)

$$101{,}9 : 19{,}1 = 5{,}33 : 1,$$

die Zahlen unter 1) und 3) aber

$$0{,}002627 : 0{,}000097 : 27{,}1 : 1.$$

Das letztere Verhältniss ist aber fast genau das Quadrat des ersteren, indem $5{,}33^2 = 28{,}46$ von 27,1 nur um die unvermeidlichen Beobachtungsfehler abweicht. Und da nach der Bedeutung jener Zahlen ein solches Verhältniss stattfinden muss, so schliesst WEBER daraus: die galvanische Induction ist der magnetischen in der in sich geschlossenen schwingenden Bifilarrolle gleich, wenn jene von einem durch die feste Rolle geleiteten galvanischen Strome, diese durch Magnete hervorgebracht wird, welche in einer solchen Lage gegen die Bifilarrolle sich befinden, bei welcher, wenn durch die Bifilarrolle ein Strom geht, das elektrodynamische Drehungsmoment jenes Stromes dem elektromagnetischen Drehungsmomente dieser Magnete gleich ist.

II. Analog den in §. 16 behandelten Untersuchungen von JACOBI und LENZ über die Gesetze, nach welchen eine galvanische Spirale das weiche Eisen zum Magneten macht, stellt LENZ [2] eine Reihe von Untersuchungen an „über die Gesetze, nach welchen ein Magnet auf eine Spirale wirkt, wenn er ihr plötzlich genähert oder von ihr entfernt wird, und über die vortheilhafteste Construction der Spirale zu magnetoelektrischem Behufe“. Zu den Versuchen wurden benutzt: 1. ein empfindlicher Multiplicator mit Doppelnadel, deren Ausschläge mit einem Fernrohr beobachtet werden konnten; 2. ein aus mehren Lamellen bestehender Hufeisenmagnet, um dessen Anker die Windungen des zu inducirenden Drathes je nach Bedürfniss gelegt wurden; und 3. zwei aus mehren Stäben bestehende gerade Magnete. Der mit den Windungen umlegte Anker wurde plötzlich von Magneten gerissen, und die Nadelausschläge am Galvanometer, das mit dem Inductionsdrath in Verbindung stand, beobachtet. Der Sinus des halben Ausschlagwinkels wurde, wie am citirten Orte, als Maass für den durch das Galvanometer gehenden Strom genommen.

1. Was nun den Einfluss der Windungszahl auf die in ihnen hervorgerufene elektromotorische Kraft betrifft, so zeigten drei unter sehr verschiedenen Umständen

angestellte und nach OHM's Gesetz berechnete Versuchsreihen, dass die elektromotorische Kraft, welche der Magnet in der Spirale erregt, bei gleicher Grösse der Windungen und bei gleicher Dicke und gleicher Substanz des Drathes sich direct wie die Anzahl der Windungen verhält.

2. Andere zwei Versuchsreihen hatten den Zweck, den Einfluss der Weite der Spiralwindungen auf die in denselben erregte elektromotorische Kraft zu ermitteln. Da nun die Biegung des Hufeisenmagnetes auf weitere Windungen von 6,57, ja sogar von 28 Zoll englisch im Durchmesser eine Störung hätte abgeben können, was für die engeren Windungen von 0,73 Zoll Durchmesser nicht zu befürchten war, so wurden hier die geraden Magnetstäbe in Anwendung gebracht. Es zeigte sich, dass die elektromotorische Kraft, welche der Magnetismus in den ihn umgebenden Spiralen erregt, bei jeder Grösse der Windungen dieselbe ist. Hieraus folgt aber, dass auf jedes einzelne Theilchen des Drathes die elektromotorische Einwirkung des Magneten im einfachen umgekehrten Verhältniss abnimmt, entsprechend dem Gesetz von BIOT und SAVART — vergleiche §. 6, N. II. — für die analogen elektromagnetischen Erscheinungen.

3. Um einen etwaigen Einfluss der Dicke des Drathes auf die elektromotorische Kraft zu ermitteln, wurden vier Drathsorten, deren Querschnitte sich wie 233 : 274 : 839 : 1661 verhielten, bei gleicher Windungszahl und unter sonst gleichen Umständen geprüft; es zeigte sich, dass die durch den Magneten in der Spirale hervorgerufene elektromotorische Kraft für jede Dicke der Dräthe dieselbe bleibt, oder von ihr unabhängig ist.

4. Es wurde schon bei früheren Untersuchungen (§. 35, N. II. Ende) die Frage aufgeworfen, ob die Substanz der Dräthe einen Einfluss auf die hervorgerufene elektromotorische Kraft habe. Um dieselbe auch seinerseits zu beantworten, construirte LENZ Drathspiralen von gleicher Windungszahl aus Kupfer, Eisen, Platin und Messing. Die Kupferspirale wurde nach einander mit allen übrigen verknüpft und dann die beiden Inductionsströme gemessen, wenn entweder diese oder die zweite Spirale des jedesmaligen Paares über den inducirenden Anker des Magneten geschoben war, während die andere sich blos im Schliessungsbogen befand. Da sich nun für jedes Paar in beiden Fällen dieselbe Stromstärke ergab, zeigte sich, dass die elektomotorische Kraft, welche der Magnet in Spiralen aus Dräthen von verschiedenen Substanzen unter sonst gleichen Umständen erregt, für alle geprüften Substanzen vollkommen gleich sei. Ueber die Anzahl der Windungen, welche eine jede Spirale enthielt, ist nichts gesagt. Jedenfalls war dieselbe nicht gross.

Hieran reiht sich unmittelbar die Bestimmung der Constanten für die magnetoelektrische Inductionsspirale. Ein besonderes Interesse gewährt die Erörterung für den magnetoelektrischen Rotationsapparat, daher sie an diesen concreten Fall angereiht werden mag [3]. Zu dem Ende sei

- a die Höhe einer jeden Drathrolle, von denen zwei einander gleiche wie bei den gewöhnlichen Maschinen vorausgesetzt werden mögen;
- b der innere Durchmesser derselben;
- c die Dicke der Drathmasse, wonach also $b + 2c$ den äussern Durchmesser der Drathrollen misst;
- x die Dicke des Drathes.

Es wird nun gefragt, wie gross die Dicke des Drathes gewählt werden müsse, damit je nach dem eingeschalteten Schliessungsbogen die Stromstärke ein Maximum sei. Die Umspinnung des Drathes wird vernachlässigt, dafür wird aber ange-

nommen, dass der Durchmesser jeder oberen Windungslage gegen die nächstvorhergehende um $2x$ wächst, während doch in Wahrheit sich die Windungen einer jeden spätern Schicht in die Vertiefungen zwischen je zwei Windungen der vorangehenden Schicht legen werden. Hiernach erhält man für die Länge der sämmtlichen Windungen

der 1sten Drathschicht . . . $\pi\,(b + x) \cdot \frac{a}{x}$

„ 2ten „ . . . $\pi\,(b + 3x) \cdot \frac{a}{x}$

. . . .

„ $n$ten „ . . . $\pi\,[b + (2n - 1)\,x] \cdot \frac{a}{x}$

und sonach ist die Gesammtlänge des Drathes auf jeder Rolle $= \pi\,(nb + n^2x) \cdot \frac{a}{x}$

Die Anzahl n der Drathlagen ist aber gleich der Dicke der ganzen Drathmasse, dividirt durch die Dicke jedes einzelnen Drathes, also $n = \frac{c}{x}$, wonach sich die Gesammtlänge des Drathes ergiebt

$$= \pi \cdot \frac{ac\,(b + c)}{x^2}.$$

Wird nun unter Einheit des Leitungswiderstandes der Widerstand verstanden, welchen ein Kupfercylinder von der Länge der hier zu Grunde gelegten Längeneinheit und von der Dicke der Dickeneinheit dem Strome darbietet, so findet sich der Leitungswiderstand jenes Drathes

$$W' = \pi\,\frac{ab\,(b + c)}{x^4} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 1),$$

indem derselbe der Länge des Drathes direct und dem Quadrate des Durchmessers umgekehrt proportional ist. — Was ferner die elektromotorische Kraft anbetrifft, so ist dieselbe nach dem Früheren für jede Drathdicke und für jeden Durchmesser der Windungen dieselbe und ist proportional der Anzahl der Windungen. Bezeichnet man ihr Maass für eine Windung mit e und für eine ganze Rolle mit E, so ist

$$E = e \cdot \frac{a}{x} \cdot \frac{c}{x}. \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2).$$

Nun mögen zwei Fälle betrachtet werden:

1. Es geht der Strom gleichzeitig durch beide Spiralen und dann durch den Schliessungsbogen, und es werde seine Stärke in dem letzteren mit S bezeichnet. Es besteht alsdann S aus zwei gleichen Theilen $\frac{S}{2}$, herrührend von jeder der beiden Spiralen. Da nun jede der beiden Spiralen bei dieser Anordnung als Nebenschliessung für die andere betrachtet werden kann, so ist, wenn man den Widerstand im Schliessungsbogen mit W_1 bezeichnet, in jeder derselben nach bekannten Gesetzen der Strom von einer Stärke

$$\frac{E}{\frac{W\,W_1}{W + W_1} + W} = \frac{E\,(W + W_1)}{W\,(2\,W_1 + W)}.$$

Von diesem Strome geht aber durch den Schliessungsbogen nur der Antheil, welcher gleich ist

$$\frac{S}{2} = \frac{E(W + W_1)}{W(2W_1 + W)} \cdot \frac{W}{W + W_1} = \frac{E}{2W_1 + W}$$

und nach Substitution der Werthe aus 1) und 2)

$$\frac{S}{2} = \frac{eac}{x^2\left[2W_1 + \pi\frac{ac(b+c)}{x^4}\right]},$$

wonach der überhaupt im Schliessungsbogen circulirende Strom den Werth hat

$$S = \frac{2eacx^2}{2W_1x^4 + \pi ac(b+c)}. \quad \ldots\ldots \quad 3).$$

Der Durchmesser x des Drathes, für welchen der Strom im Schliessungsbogen am stärksten wird, ergiebt sich bekanntlich durch die Gleichung

$$\frac{dS}{dx} = 0,$$

aus welcher hervorgeht, dass

$$x = \sqrt[4]{\frac{ac\pi(b+c)}{2W_1}}. \quad \ldots\ldots \quad 4).$$

2. Es geht der Strom nacheinander durch die Spiralen und den Schliessungsbogen. Unter diesen Umständen hat der Strom überall gleiche Stärke, welche sich aus 1) und 2) ohne Weiteres ergiebt, und zwar

$$S_1 = \frac{2E}{2W + W_1} = \frac{eacx^2}{2ac\pi(b+c) + W_1x^4} \quad \ldots \quad 5)$$

und sonach ist infolge $\frac{dS_1}{dx} = 0$ der vortheilhafteste Durchmesser des Drathes

$$x = \sqrt[4]{\frac{2ac\pi(b+c)}{W_1}} = \sqrt{2}\sqrt[4]{\frac{ac\pi(b+c)}{2W_1}}. \quad \ldots \quad 6).$$

Die Formeln 4) und 6) zeigen nun, dass für jeden Widerstand W_1 des Schliessungsbogens der Drath auf den Rollen eine andere Dicke haben müsste. Bei den gewöhnlichen Maschinen sind blos wenige Fälle vorgesehen, indem entweder nur die beiden hier in Betracht gezogenen Combinationen in Anwendung kommen können oder wohl auch Rollen mit Dräthen von verschiedener Dicke beigegeben werden.

Auch für die magnetoelektrischen Ströme gilt dieselbe Regel wie für die hydroelektrischen, nämlich dass für gegebene Höhe, sowie innere und äussere Durchmesser der Drathmassen das Maximum der Wirkung erhalten wird, wenn der Leitungswiderstand in den elektromotorischen Rollen dem im Schliessungsdrathe gleich ist. Um dieses für den ersten Fall zu erweisen, für welchen die beiden Rollen nebeneinander durchlaufen werden, muss man bedenken, dass dann der Widerstand beider Rollen halb so gross ist als der einer einzigen allein, also nach Gleichung 1)

$$R = \frac{W}{2} = \pi\frac{ac(b+c)}{2x^4}.$$

Wird in diesen Werth der Werth von x aus Gleichung 4) eingesetzt, so ergiebt sich

$$R = W_1.$$

Dasselbe ergiebt sich für den zweiten Fall, für welchen die beiden Rollen nacheinander durchlaufen werden. Hier ist nämlich der Widerstand beider Rollen doppelt so gross als der einer einzigen, also nach Gleichung 1)

$$R_1 = 2W = 2\pi \frac{ac(b+c)}{x^4},$$

und nach Einsetzung des Werthes von x aus Gleichung 6) ergiebt sich

$$R_1 = W_1,$$

was zu erweisen war. —

III. Zwei umfangreiche Abhandlungen von NEUMANN[4] enthalten „die mathematischen Gesetze“ und „ein allgemeines Princip der mathematischen Theorie inducirter elektrischer Ströme“. Ausgeschlossen von diesen Untersuchungen sind die durch Entladung der KLEIST'schen Batterie entstehenden Inductionsströme, ingleichen sind die Ströme höherer Ordnungen (§. 38), die in Flächen und Körpern inducirten Ströme (§. 35), sowie die Gegenströme (§. 37) nicht speciell in den Kreis der Betrachtungen gezogen worden, es bleibt daher nur die Behandlung der Nebenströme übrig. Die Schwierigkeit einer auszugsweisen Darstellung der in allen Theilen gleichmässig ergebnissreichen und schon an sich in der gedrängtesten Form gegebenen mathematischen Abhandlungen ist der Grund, weswegen auf ein ausführliches Referat über die Herleitung der darin aufgestellten Sätze verzichtet werden muss. Vielmehr wollen wir uns nach Entwickelung der allgemeinen Principien auf die Induction durch einen Solenoidpol beschränken, und daran eine Aufzählung der weiteren Ergebnisse reihen, deren Ableitung dann keine weiteren Bedenken veranlassen dürfte.

Die Stärke der gewöhnlichen galvanischen Ströme ist bekanntlich direct der Summe der elektromotorischen Kräfte und umgekehrt der Summe der Widerstände proportional, welche der Strom auf seinem ganzen Kreislauf zu überwinden hat. Was die elektromotorische Kraft betrifft, so ist dieselbe allein abhängig von der Spannungsdifferenz der Stromerreger, und somit, diese als constant vorausgesetzt, unabhängig von der Zeit. Die Stärke der inducirten Ströme ist nun ebenfalls direct der Summe der elektromotorischen Kräfte und umgekehrt der Summe der Widerstände proportional, doch kann man die elektromotorische Kraft, und somit auch die Stromstärke, in zweierlei Hinsicht betrachten. Bewegt sich nämlich zuvörderst ein zu inducirender Leiter in der Nachbarschaft eines Inducenten durch einen gewissen Raum, so wird dieselbe Elektricitätsmenge im ersteren in Bewegung gesetzt, mag der Raum in kurzer oder in langer Zeit durchlaufen werden. Soweit ist die elektromotorische Kraft ebenfalls unabhängig von der Zeit, und der hieraus hervorgehende, noch von den Widerständen abhängige Strom bringt dann an den meisten Messvorrichtungen zwischen dem Moment seines Beginnes und dem seines Aufhörens dieselben Wirkungen hervor, gleichgiltig, wieviel Zeit dazwischen verstrichen ist. Ich möchte den blos von der Bewegung des inducirten Drathes, und nicht von der dazu verwendeten Zeit abhängigen Strom mit S t r o m m e n g e bezeichnen. Bewegt sich aber zweitens der zu inducirende Leiter durch den gegebenen Raum in kürzerer oder längerer Zeit, so wird, dem entsprechend, dieselbe Elektricitätsmenge auch ihren Kreislauf rascher oder langsamer zu vollführen haben. Werden die hieraus hervorgehenden Ströme nur während einer bestimmten Zeit gemessen (die nicht grösser sein darf, als die kleinste der zur Bewegung des Leiters ver-

wandten), so ist offenbar das Ergebniss im ersten Fall ein grösseres als das im letztern. Das hieraus hervorgehende Verhältniss zwischen Strommenge und Zeit dürfte dagegen Stromstärke der inducirten Ströme zu nennen sein.

Als Ausgangspunkt der Untersuchung ist der von Lenz [5] aufgestellte und oben §. 34 zu Ende des Textes mitgetheilte allgemeine Satz nämlich:

> Wenn sich ein geschlossener metallischer Leiter in der Nähe eines galvanischen Stromleiters oder eines Magneten bewegt, so wird in ihm ein Strom von solcher Richtung inducirt, dass er dem ruhenden Drathe einen Bewegungsantrieb ertheilt haben würde, der die entgegengesetzte Richtung von der dem Drathe wirklich gegebenen Bewegung hätte, vorausgesetzt, dass der Drath nur in der Richtung der Bewegung selbst und in der entgegengesetzten beweglich wäre,

gewählt worden, in Verbindung mit der Annahme,

> dass die für die Einheit der Geschwindigkeit des bewegten Leiters inducirte elektromotorische Kraft proportional sei der elektrodynamischen Wirkung des Stromes auf den Leiter, wenn letzterer von einem Strom $= 1$ durchflossen würde.

Ist nun das Maass und die Richtung der elektrodynamischen Wirkung eines galvanischen Stromes auf ein Element ds eines Drathes bekannt, der von der Einheit des Stromes durchflossen gedacht wird, ist aber dieses Element gezwungen, sich nach einer von jener verschiedenen Richtung zu bewegen, so ist die nunmehrige elektrodynamische Wirkung nur noch die nach der angewiesenen Richtung genommene Componente von der ursprünglichen. Werde diese Componente mit Cds bezeichnet, so ist ihr die in dem Element inducirte elektromotorische Kraft Eds proportional und entgegengesetzt, wenn das Element unter sonst gleichen Bedingungen von keinem primären Strom durchflossen wird.

a. Betrachtet man nun zuvörderst die inducirte elektromotorische Kraft als Strommenge bei der Einheit des Widerstandes, so ist Eds auch noch dem Element der Wegstrecke dw proportional, um welches das Element des zu inducirenden Drathes seine Lage gegen den Stromleiter geändert hat, wenn dw so klein genommen wird, dass innerhalb desselben Cds eine merkliche Aenderung nicht erfährt. Und sonach ist

$$Eds = -\varepsilon dw \cdot Cds \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 1),$$

wo ε einen später näher zu bestimmenden constanten Coefficienten bedeutet, welcher vorläufig gleich ist der Strommenge, welche bei der Einheit des Widerstandes und der Einheit des vom Leiterelement durchlaufenen Weges von der Einheit der elektrodynamischen Kraft inducirt wird, das Stromelement von einem Strome $= 1$ durchflossen gedacht.

Die Summe aller so gefundenen elektromotorischen Kräfte, in sofern dieselben in dem ganzen bewegten Antheil des inducirten Drathes hervorgerufen werden, also das Integral nach s, multiplicirt mit dem Umgekehrten des Widerstandes in dem ganzen vom Inductionsstrome zu durchlaufenden Kreise oder dessen Leitungsfähigkeit ε', giebt nun den Differentialstrom, d. i. die Strommenge für eine kleinste Verschiebung des ganzen beweglichen Antheiles vom Inductionsdrath oder

$$D = -\varepsilon\varepsilon' \int_s dw \cdot Cds \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2).$$

Eine nochmalige Integration dieses Werthes zwischen den Grenzen w_0 und w_1, bei denen der Inductionsdrath seine Bewegung beginnt und beendet (also die Summe der im Drath auf allen Wegelementen dw hervorgerufenen elektromotorischen

Kräfte multiplicirt mit dessen Leitungsfähigkeit) giebt das Maass für den Integralstrom, d. i. die Strommenge für eine endliche Ortsveränderung des ganzen beweglichen Antheiles vom Inductionsdrath oder

$$I = -\varepsilon\varepsilon' \int_{w_0}^{w_1} \int_s dw \cdot C ds \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3).$$

b. Betrachtet man aber ferner die inducirte elektromotorische Kraft als Stromstärke bei der Einheit des Widerstandes, und bezeichnet man sie zum Unterschied von der unter a. behandelten mit $E_1 ds$, so ist dieselbe ebenfalls proportional und entgegengesetzt der Componente Cds der elektrodynamischen Wirkung zur Richtung der Bewegung, und dem Elemente dw des Weges, welchen das Drathelement durchläuft, sie ist aber ausserdem umgekehrt proportional dem Element $d\tau$ der Zeit, welches zu jener kleinen Bewegung verwendet wird. Es ist also

$$E_1 ds = -\varepsilon_1 \frac{dw}{d\tau} C ds \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

und da $\frac{dw}{d\tau} = v$ gleich der Geschwindigkeit ist, mit welcher jene Bewegung vollführt wird, so ist auch

$$E_1 ds = -\varepsilon_1 v \cdot C ds \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5).$$

Es bedeutet hier ε_1 einen constanten Coefficienten, welcher gleich ist der inducirten Stromstärke bei der Einheit des Widerstandes, der Einheit der Geschwindigkeit des bewegten Elementes und der Einheit der elektrodynamischen Kraft, das Element von einem Strom = 1 durchflossen gedacht.

Durch Summirung aller elektromotorischen Kräfte im bewegten Antheil des Inductionsdrathes und Multiplication derselben mit der Leitungsfähigkeit des ganzen Drathes ε' ergiebt sich die inducirte Stromstärke

$$= -\varepsilon_1 \varepsilon' \int v \cdot C ds \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6).$$

Diese übt während eines Zeitelementes dt auf ein Rheometer eine Wirkung aus, welche mit Stärke des Differentialstromes bezeichnet werden mag und gleich ist

$$D_1 = -\varepsilon_1 \varepsilon' dt \int v C ds \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7),$$

und hieraus ergiebt sich die Stärke des Integralstromes oder die Wirkung des inducirten Stromes während des Zeitraumes von t_0 bis t_1

$$\left.\begin{aligned} I_1 &= -\varepsilon_1 \varepsilon' \int_{t_0}^{t_1} dt \int v C ds \\ \text{oder} \quad &= -\varepsilon_1 \varepsilon' \int_{t_0}^{t_1} dt \int_s \frac{dw}{d\tau} C ds \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8).$$

Die Abhandlungen Neumann's verbreiten sich nur über die unter a. besprochenen Strommengen *. Nach Anleitung derselben mögen zunächst einige Folgerungen aus den Formeln 1) bis 3) wiedergegeben werden.

* Der Anschein vom Gegentheil dieser Behauptung rührt her von einer Identificirung des Zeitelementes dt, während dessen die Inductionsströme auf ein Rheometer wirken, mit dem Zeitelement $d\tau$, während dessen der zu inducirende Drath ein Element seines Weges gegen den inducirenden Stromleiter zurücklegt. Für $dt = d\tau$ geht nämlich obige Gleichung 8) in die Gleichung 3) über.

— Die Grösse $\varepsilon dw \cdot Cds$, welche in den Formeln 1), 2) und 3) vorkömmt, ist das virtuelle Moment der Kraft zwischen dem von einem Strome ε durchflossenen Element ds und dem inducirenden Strom, oder das virtuelle Moment des Inducenten, und das negative Integral davon nach s oder die elektromotorische Kraft des Differentialstromes ist sonach das negative virtuelle Moment des Inducenten in Bezug auf den ganzen von ε durchflossen gedachten Leiter. Da nun die Summe der virtuellen Momente für den ganzen Weg von w_0 bis w_1 gleich ist der am Ende des Weges von der bewegten Masse erlangten Wirkungsfähigkeit, so ist die elektromotorische Kraft des Integralstromes gleich dem Verlust an Wirkungsfähigkeit, welchen der Inducent in dem Leiter auf dem Wege von w_0 bis w_1 hervorbringen würde, wenn durch diesen ein primärer constanter Strom ε flösse.

Man denke sich den inducirenden Drath von einer (etwa tropfbaren) Flüssigkeit umgeben, welche eine Dichtigkeit $= \varepsilon$ habe, und die so beschaffen sein möge, dass der inducirende Strom auf deren Masseneinheit in einem durch die rechtwinklichen Coordinaten x, y, z bezeichneten Punkte mit einer Kraft $\int_s Cds$ wirkt. Werden die zu den Coordinatenaxen parallelen Componenten dieser Kraft mit

$$\left.\begin{aligned} \int_s Xds &= \alpha \\ \int_s Yds &= \beta \\ \int_s Zds &= \gamma \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 9)$$

bezeichnet, und denkt man sich an der Stelle x, y, z ein kleinstes Parallelepiped, dessen Seiten dx, dy, dz den Coordinatenaxen parallel laufen, so ist dessen Masse $= \varepsilon dx\,dy\,dz$ und die auf dasselbe wirkenden Kräfte sind ausgedrückt durch

$$\varepsilon\alpha \cdot dx\,dy\,dz;\quad \varepsilon\beta \cdot dx\,dy\,dz;\quad \varepsilon\gamma \cdot dx\,dy\,dz \quad \ldots \quad 10).$$

Soll nun das Parallelepiped im Gleichgewicht sein, so müssen die Drucke auf dasselbe, welche jenen Kräften entgegenwirken, denselben gleich sein. Ist p eine Function von x, y, z, welche den Druck auf die Flächeneinheit im Punkte xyz darstellt, und betrachten wir zunächst die beiden der XYEbene parallelen Flächenelemente, deren Coordinaten x, y, z und x, y, $z + dz$ sind, so ist der auf die erste ausgeübte Druck

$$= dx\,dy \cdot p$$

und der auf die zweite wirkende

$$= -\,dx\,dy\left(p + \frac{dp}{dz}dz\right),$$

wo $\frac{dp}{dz}$ der partielle Differentialquotient von p nach z ist. Sonach ist die Differenz des Druckes auf beide der XYEbene parallelen Flächenelemente, und in gleicher Weise auch die der Drucke auf die zu der XZ und zu der YZEbene parallelen Flächenelemente bezüglich ausgedrückt durch

$$-\,dx\,dy\frac{dp}{dz}dz;\quad -\,dx\,dz\frac{dp}{dy}dy;\quad -\,dy\,dz\frac{dp}{dx}dx \quad \ldots \quad 11).$$

Ist das Parallelepiped klein genug, so dass man sich diese Kräfte in dessen Schwerpunkt angreifend denken kann, so wird es im Gleichgewicht sein, oder sich nach keiner Richtung hin bewegen, wenn immer die beiden unter 10) und 11) entwickelten Ausdrücke für die nach jeder der drei aufeinander senkrechten Axen wirksamen Kräfte einander gleich sind, wenn also

$$\frac{dp}{dx} = \varepsilon\alpha; \quad \frac{dp}{dy} = \varepsilon\beta; \quad \frac{dp}{dz} = \varepsilon\gamma$$

oder

$$dp = \varepsilon\alpha\, dx; \quad dp = \varepsilon\beta\, dy; \quad dp = \varepsilon\gamma\, dz. \quad . \quad . \quad . \quad 12).$$

Durch Addition dieser partiellen Differentiale ergiebt sich

$$dp = \varepsilon(\alpha\, dx + \beta\, dy + \gamma\, dz) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 13),$$

woraus hervorgeht, dass das kleinste Flüssigkeitsparallelepiped im Gleichgewicht ist, wenn der Ausdruck für das Differential des Druckes ein vollständiges Differential einer Function von x, y und z ist. Hiernach ist der Druck

$$p = \varepsilon\int(\alpha\, dx + \beta\, dy + \gamma\, dz) + C,$$

wo C eine zu bestimmende Constante bedeutet. Durch Einsetzung der Werthe für α, β, γ aus den Gleichungen 9) wird

$$p = \varepsilon\int\Big(dx\int_s X\, ds + dy\int_s Y\, ds + dz\int_s Z\, ds\Big) + C \quad . \quad . \quad . \quad 14).$$

Die durch den rechten Theil der Gleichung dargestellte Fläche ist eine **Gleichgewichtsfläche**. Innerhalb derselben ist der Druck p auf allen Stellen gleich, er variirt nur von einer solchen Fläche zu einer andern.

Zu derselben Form der Gleichung 14) gelangt man auch durch Umgestaltung der Gleichung 3), wenn man voraussetzt, dass der zu inducirende Drath bei seiner Bewegung immer sich selbst parallel bleibt.

Befindet sich nämlich das Element ds an der durch x, y, z zu bezeichnenden Stelle eines rechtwinklichen Coordinatensystems, werden die Projectionen seines Wegelementes dw auf die Axen mit dx, dy, dz bezeichnet, und die analogen Projectionen der elektrodynamischen Wirkung Cds des inducirenden Stromes auf das von der Stromeinheit durchflossen gedachte ds mit Xds, Yds, Zds, so ist allgemein

$$C\, ds = ds\left(X\frac{dx}{dw} + Y\frac{dy}{dw} + Z\frac{dz}{dw}\right).$$

oder

$$\int_s dw \cdot C\, ds = \int_s ds\,(X\, dx + Y\, dy + Z\, dz) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 15).$$

Für den speciellen Fall unserer Voraussetzung, betreffend den Parallelismus der Bewegung aller ds sind aber dx, dy, dz nicht mehr abhängig von der Natur der Curve s, bleiben vielmehr auf dem ganzen Wege w dieselben und können somit ausserhalb von dem mit s bezeichneten Integralzeichen stehen. Die so modificirten Werthe in die allgemeinen Gleichungen 2) und 3) für den Differential- und den Integralstrom eingesetzt, geben

$$D = -\varepsilon\varepsilon'\left(dx\int\limits_s X ds + dy\int\limits_s Y ds + dz\int\limits_s Z ds\right) \quad . \quad . \quad . \quad 16)$$

$$I = -\varepsilon\varepsilon'\int\limits_{w_0}^{w_1}\left(dx\int\limits_s X ds + dy\int\limits_s Y ds + dz\int\limits_s Z ds\right) \quad . \quad . \quad . \quad 17).$$

Ist nun der Ausdruck für den Differentialstrom ein vollständiges Differential einer Function von x, y, z, so stellt der Ausdruck für den Integralstrom bezüglich der Grenzen w_0 und w_1 zwei Gleichgewichtsoberflächen für verschiedene Abstände vom inducirenden Stromleiter dar, und es kann somit statt derselben der Werth aus der Gleichung 14) eingesetzt werden. Und bezeichnet man die beiden constanten Drucke in beiden Flächen mit p_{w_0} und p_{w_1}, so ist demzufolge

$$I = -\varepsilon'(p_{w_1} - p_{w_0}).$$

Sonach ergiebt sich, dass, wenn der zu inducirende Drath sich parallel mit sich selbst bewegt, und der Differentialstrom sich durch ein vollständiges Differential einer Function x, y, z ausdrücken lässt, die elektromotorische Kraft des Integralstromes definirt ist durch die Differenz des Druckes auf die beiden Gleichgewichtsoberflächen, welche durch die Endpunkte der Bahn des Leiters gelegt sind. „Der Integralstrom ist also unter den angegebenen Bedingungen unabhängig von der Lage und Länge des Weges, auf welchem der Leiter von der einen Oberfläche zur andern gelangt ist.“

Es ist leicht zu übersehen, unter welchen Umständen dieselbe Stromstärke inducirt wird, wenn statt des zu inducirenden Leiters der inducirende Strom sich bewegt. Sobald nämlich alle Theile des Leiters A gleichmässig an der Bewegung theilnehmen, während der Strom B ruht, so kann man beiden eine solche gemeinschaftliche Bewegung ertheilen, dass infolge derselben A an seinem ursprünglichen Orte beharrt. Da aber infolge der gemeinschaftlichen Bewegung ein Strom nicht inducirt wird, so ist das Resultat dasselbe, ob A gegen B bewegt wird, oder ob A in Ruhe bleibt und B die von A entgegengesetzte Bewegung hat. Für die Fälle jedoch, bei denen nur einzelne Theile des zu inducirenden Leiters bewegt werden, andere dagegen (z. B. das schliessende und nicht unverhältnissmässig entfernte Rheometer) in Ruhe sind, kann nicht die entgegengesetzte Bewegung des inducirenden Stromes substituirt werden, indem dieser dann beide Theile induciren würde, während vorher nur die bewegten Antheile des Leiters inducirt wurden.

Mehr noch: wenn zwei geschlossene Leiter gegeben sind, so wird dieselbe elektromotorische Kraft inducirt, welcher von beiden Leitern sich bewegen, und in welchem von beiden der inducirende Strom fliessen mag, nur muss die Bewegung des einen Leiters die der Bewegung des andern entgegengesetzte sein. Die in dem einen oder andern Falle inducirten Ströme verhalten sich umgekehrt wie ihre Leitungswiderstände. Hier kann nicht mehr wie früher die Wirkung des Inducenten als Ganzes auf ein Theilchen des Leiters in Betracht gezogen werden, vielmehr muss wegen der symmetrischen Bedingungen die Wechselwirkung eines jeden Theilchens des einen Leiters auf jedes Theilchen des andern nach den oben [in §. 25, N. 5, Gleichungen 12) und 13)] gefundenen Formeln in Ansatz kommen. Für die gesammte Wechselwirkung ergiebt sich dann ein dreifaches Integral, von denen das eine Zeichen abhängt von der Gestalt und Grösse des einen Leiters, das andere von denen des andern Leiters und das dritte von denen des Weges, der von dem einen oder dem andern zurückgelegt wird. Führt man nun in dieses

Leitern ein Coordinatensystem an, welches sich mit dem bewegten Leiter zugleich bewegt, so ergeben sich, je nachdem der eine oder der andere Leiter ruht, zwei Ausdrücke. Und diese sind für gewisse Grenzen der Integrationen identisch, was der Fall ist, wenn in den bewegten Leitern der ganze Strom enthalten ist, wenn man es also mit geschlossenen Leitern zu thun hat.

IV. Demnächst möge die inducirende Wirkung eines ruhenden Solenoidpoles auf einen bewegten Stromleiter betrachtet werden, und zwar mag vorläufig nur von einem einzigen Solenoidpol die Rede sein, indem der andere als in unendlicher Entfernung liegend angesehen werden kann. Wie daraus die Induction eines endlich langen Solenoids gefunden wird, lässt sich nach Anleitung des in §. 28, Nr. III, Gesagten leicht erkennen. Da die elektrodynamische Wirkung des Solenoids auf ein Stromelement nur ein specieller Fall von der eines galvanischen Stromes überhaupt ist, so gilt im Allgemeinen für den inducirten Integralstrom die Formel 3) in Nr. III

$$J = -\varepsilon\varepsilon' \int_{w_0}^{w_1} \int_s dw\, C\, ds \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1).$$

Es ist $C\,ds$ der Ausdruck für die nach der Richtung der Bewegung zerlegte elektrodynamische Wirkung R des Solenoids auf das Leiterelement, dieses von der Einheit des Stromes durchflossen gedacht. Wird der Winkel der (auf dem Stromelement und auf der Verbindungslinie desselben mit dem Solenoidpol senkrechten) Resultante mit der Richtung der Bewegung durch $(r \cdot w)$ bezeichnet, so ist $C\,ds = R \cos(r \cdot w)\, ds$, und somit

$$J = -\varepsilon\varepsilon' \int_{w_0}^{w_1} \int_s dw\, R \cos(r \cdot w)\, ds.$$

Es ist aber gleichgiltig, ob die Kraft R unmittelbar nach der Richtung des Weges zerlegt wird, oder ob man sie erst nach der Richtung der Coordinaten zerlegt, und die so gewonnenen Componenten X, Y, Z nachher auf die Richtung des Weges projicirt. Sind demgemäss x, y, z die Coordinaten des Leiterelementes ds, werden dessen Componenten zu den Coordinatenaxen mit $d_s x$, $d_s y$, $d_s z$, die des Wegelementes dw durch $d_w x$, $d_w y$, $d_w z$ bezeichnet, so ist

$$R \cos(r \cdot w)\, ds = \left(X \frac{d_w x}{dw} + Y \frac{d_w y}{dw} + Z \frac{d_w z}{dw}\right)$$

und somit

$$J = -\varepsilon\varepsilon' \int_{w_0}^{w_1} \int_s ds\, (X\, d_w x + Y\, d_w y + Z\, d_w z) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2).$$

Für die drei Componenten X, Y, Z der elektrodynamischen Wechselwirkung R zwischen Solenoidpol und Stromelement sind die Ausdrücke in den Gleichungen 4) und 5) von §. 28, Nr. III, gegeben. Wird, den jetzigen Anforderungen entsprechend, der Ort des Leiterelementes durch x, y, z, der des Solenoidpoles durch die Coordinaten ξ, η, ζ bestimmt, so sind die dortigen x', y', z', mit $x - \xi$, $y - \eta$, $z - \zeta$ und die dortigen X, Y, Z nach der jetzigen Bezeichnung mit $X\,ds$, $Y\,ds$, $Z\,ds$ zu vertauschen. Somit ist

$$\left.\begin{aligned} X\,ds &= \frac{\sigma}{l^3}\left[(z - \zeta)\, d_s y - (y - \eta)\, d_s z\right] \\ Y\,ds &= \frac{\sigma}{l^3}\left[(x - \xi)\, d_s z - (z - \zeta)\, d_s x\right] \\ Z\,ds &= \frac{\sigma}{l^3}\left[(y - \eta)\, d_s x - (x - \xi)\, d_s y\right] \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3).$$

wo $i' = 1$, ferner $\frac{i\lambda}{2g} = \sigma$ und $\cos\lambda = \frac{d_s x}{ds}$, $\cos\mu = \frac{d_s y}{ds}$, $\cos\gamma = \frac{d_s z}{ds}$ gesetzt wurde.

Es möge nun statt des bisherigen Coordinatensystemes ein neues, ebenfalls rechtwinkliches System eingeführt werden, welches mit dem Leiter s fest verbunden ist, und sich mit ihm bewegt. Die auf dasselbe bezogenen Coordinaten des Stromelementes ds seien $x_,$, $y_,$, $z_,$ und die auf das alte System bezogenen Coordinaten vom Anfangspunkte des neuen seien α, β, γ. Werden überdem noch die Cosinusse der Winkel, welche die alten X, Y, Z Axen bilden

mit der $X_,$ Axe durch	mit der $Y_,$ Axe durch	mit der $Z_,$ Axe durch
$a = \cos(x_, \cdot x)$	$b = \cos(y_, \cdot x)$	$c = \cos(z_, \cdot x)$
$a_, = \cos(x_, \cdot y)$	$b_, = \cos(y_, \cdot y)$	$c_, = \cos(z_, \cdot y)$
$a_{,,} = \cos(x_, \cdot z)$	$b_{,,} = \cos(y_, \cdot z)$	$c_{,,} = \cos(z_, \cdot z)$

bezeichnet, so wird

$$\left.\begin{aligned} x &= \alpha + a x_, + b y_, + c z_, \\ y &= \beta + a_, x_, + b_, y_, + c_, z_, \\ z &= \gamma + a_{,,} x_, + b_{,,} y_, + c_{,,} z_, \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad 4)$$

und es gelten die weiteren Relationen:

$$\left.\begin{aligned} &(a_, b_{,,} - a_{,,} b_,)^2 = c^2 && (b_, c_{,,} - b_{,,} c_,)^2 = a^2 \\ &(a_{,,} b - a b_{,,})^2 = c_,^2 && (b_{,,} c - b c_{,,})^2 = a_,^2 \\ &(a b_, - a_, b)^2 = c_{,,}^2 && (b c_, - b_, c)^2 = a_{,,}^2 \\ &(a_{,,} c_, - a_, c_{,,})^2 = b^2 && a^2 + a_,^2 + a_{,,}^2 = 1 \\ &(a c_{,,} - a_{,,} c)^2 = b_,^2 && b^2 + b_,^2 + b_{,,}^2 = 1 \\ &(a_, c - a c_,)^2 = b_{,,}^2 && c^2 + c_,^2 + c_{,,}^2 = 1 \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad 5)^*.$$

Bewegt sich aber das neue Coordinatensystem mit dem Leiter s, so sind

1. die Grössen α, β, γ; a, b, c; $a_,$, $b_,$, $c_,$ und $a_{,,}$, $b_{,,}$, $c_{,,}$ unabhängig von s und nur abhängig von w. Dagegen sind
2. die Grössen $x_,$, $y_,$, $z_,$ unabhängig von w und nur abhängig von s.

Sonach ist

$$\left.\begin{aligned} d_w x &= d_w \alpha + x_, d_w a + y_, d_w b + z_, d_w c \\ d_w y &= d_w \beta + x_, d_w a_1 + y_, d_w b_, + z_, d_w c_, \\ d_w z &= d_w \gamma + x_, d_w a_2 + y_, d_w b_{,,} + z_, d_w c_{,,} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad 6)$$

und

$$\left.\begin{aligned} d_s x &= a\, d_s x_, + b\, d_s y_, + c\, d_s z_, \\ d_s y &= a_, d_s x_, + b_, d_s y_, + c_, d_s z_, \\ d_s z &= a_{,,} d_s x_, + b_{,,} d_s y_, + c_{,,} d_s z_, \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad 7).$$

Durch Elimination von $x_,$, $y_,$, $z_,$ aus den Gleichungen 4) gestalten sich, mit Benutzung der Gleichungen 5), die Werthe für die neuen Coordinaten folgendermassen: es ist

---

* Vergl. u. A. MAGNUS analytische Geometrie des Raumes. Berlin 1837. S. 55.

$$x_, = \frac{(x-\alpha)[b_,c_{,,}-b_{,,}c_,] + (y-\beta)[b_{,,}c-bc_{,,}] + (z-\gamma)[bc_,-b_,c]}{a(b_,c_{,,}-b_{,,}c_,) + b(a_{,,}c_,-a_,c_{,,}) + c(a_,b_{,,}-a_{,,}b_,)},$$

oder, da der Nenner infolge der Gleichungen 5) gleich 1 wird, und infolge derselben Gleichungen auch entsprechende Modificationen im Zähler eintreten

$$x_, = a(x-\alpha) + a_,(y-\beta) + a_{,,}(z-\gamma).$$

Nach dieser Analogie ist

$$\left.\begin{aligned} y_, &= b(x-\alpha) + b_,(y-\beta) + b_{,,}(z-\gamma) \\ z_, &= c(x-\alpha) + c_,(y-\beta) + c_{,,}(z-\gamma) \end{aligned}\right\} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 8).$$

Diese Werthe in Gleichung 6) eingesetzt geben, mit einstweiliger Weglassung der Marken w

$$\begin{aligned} d_w x = d\alpha + (x-\alpha)[a\,da + b\,db + c\,dc] + (y-\beta)[a_,da + b_,db + c_,dc] \\ + (z-\gamma)[a_{,,}da + b_{,,}db + c_{,,}dc] \quad . \; . \; . \quad 9). \end{aligned}$$

Hierin ist zuvörderst, wegen $a^2 + b^2 + c^2 = 1$, der Coefficient von $(x-\alpha)$

$$a\,da + b\,db + c\,dc = 0 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 10).$$

Ferner stellt der Coefficient von $(y-\beta)$ das negative Element desjenigen Winkels dar, um welchen das Stromelement ds sich um die alte ZAxe, also parallel zur XYEbene bewegt. Dieser Drehungswinkel ist offenbar ebenso gross, als der, welchen eine mit ds starr verbundene und beim Beginn der Bewegung mit einer der Coordinatenaxen, etwa der XAxe beschreibt. Bezeichnen wir den Winkel, welchen diese Linie mit der YAxe beim Ausgang der Bewegung macht, durch N, so ist, auf das neue Coordinatensystem bezogen,

$$\begin{aligned} \cos N &= \cos(x_,\cdot y)\cos(x_,\cdot x) + \cos(y_,\cdot y)\cos(y_,\cdot x) + \cos(z_,\cdot y)\cos(z_,x) \\ &= a_,a + b_,b + c_,c, \end{aligned}$$

also dessen Aenderung mit Rücksicht darauf, dass N ein rechter Winkel ist

$$d\cos N = -dN = a_,da + b_,db + c_,dc.$$

Da aber die mit dem Stromelement fest verbunden gedachte Linie ebenso gut in ihrer Anfangslage der YAxe parallel gedacht werden kann, ist auch

$$dN = a\,da_, + b\,db_, + c\,dc_,.$$

Durch Analogie erhalten wir hiernach für die Elemente der Winkel, welche das Stromelement ds bei seiner Bewegung um die alten X, Y und ZAxen beschreibt

$$\left.\begin{aligned} dL &= a_,da_{,,} + b_,db_{,,} + c_,dc_{,,} = -(a_{,,}da_, + b_{,,}db_, + c_{,,}dc_,) \\ dM &= a_{,,}da + b_{,,}db + c_{,,}dc = -(a\,da_{,,} + b\,db_{,,} + c\,dc_{,,}) \\ dN &= a\,da_, + b\,db_, + c\,dc_, = -(a_,da + b_,db + c_,dc) \end{aligned}\right\} \ldots 11).$$

Hiernach erhält $d_w x$ die Form

$$d_w x = d_w\alpha + (z-\gamma)\,dM - (y-\beta)\,dN \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 12)$$

und $d_w y$, $d_w z$ ergeben sich daraus durch Vertauschung der Buchstaben.

Noch eine weitere Modification erhält die Gleichung für $d_w x$, wenn man die Bewegungen parallel zu den Axen der x, y, z einführt, welche der Solenoidpol

annehmen würde, wenn er fest mit dem Leiterelement, also auch mit dem neuen Coordinatensystem verbunden wäre. Bezeichnet man zu dem Ende die auf das neue System bezogenen Coordinaten des Solenoidpoles mit $\xi_,$, $\eta_,$, $\zeta_,$ und die Veränderungen, welche unter dieser Annahme die auf das alte System bezogenen ξ, η, ζ erleiden würden, mit $d\lambda$, $d\mu$, $d\nu$, wo also $d\lambda = d\xi$, $d\mu = d\eta$, $d\nu = d\zeta$ sein würde, so ist nach Analogie der Gleichungen 4) und 6)

$$\left.\begin{aligned} \xi &= \alpha + a\,\xi_, + b\,\eta_, + c\,\zeta_, \\ \eta &= \beta + a_,\xi_, + b_,\eta_, + c_,\zeta_, \\ \zeta &= \gamma + a_{,,}\xi_, + b_{,,}\eta_, + c_{,,}\zeta_, \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad 13)$$

und

$$\left.\begin{aligned} d\lambda &= d\alpha + \xi_, da + \eta_, db + \zeta_, dc \\ d\mu &= d\beta + \xi_, da_, + \eta_, db_, + \zeta_, dc_, \\ d\nu &= d\gamma + \xi_, da_{,,} + \eta_, db_{,,} + \zeta_, dc_{,,} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad 14).$$

Lässt man diesen Ausdrücken die gleiche Behandlung angedeihen, wie denen in 4) und 6), so ergiebt sich, ähnlich wie in 12)

$$\left.\begin{aligned} d\lambda &= d_w\alpha + (\zeta - \gamma)\,dM - (\eta - \beta)\,dN \\ d\mu &= d_w\beta + (\xi - \alpha)\,dN - (\zeta - \gamma)\,dL \\ d\nu &= d_w\gamma + (\eta - \beta)\,dL - (\xi - \alpha)\,dM \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad 15).$$

Durch Einführung des Werthes von $d\lambda$ in den letzten Ausdruck von $d_w x$ in Gleichung 12) erhält man endlich

$$d_w x = d\lambda + (z - \zeta)\,dM - (y - \eta)\,dN,$$

ingleichen

$$\left.\begin{aligned} d_w y &= d\mu + (x - \xi)\,dN - (z - \zeta)\,dL \\ d_w z &= d\nu + (y - \eta)\,dL - (x - \xi)\,dM \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad 16).$$

Durch Uebertragung dieser Ausdrücke in die Gleichung 2) zerfällt der Werth des Integralstromes in zwei Theile J_p und J_d, so dass

$$J = J_p + J_d \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 17)$$

und

$$J_p = -\varepsilon\varepsilon' \int_{w_0}^{w_1}\int_s ds\,(X d\lambda + Y d\mu + Z d\nu) \quad \ldots \ldots \quad 18)$$

$$\begin{aligned} J_d = -\varepsilon\varepsilon' \int_{w_0}^{w_1}\int_s ds\,\{ & X[(z - \zeta)\,dM - (y - \eta)\,dN] \\ & + Y[(x - \xi)\,dN - (z - \zeta)\,dL] \\ & + Z[(y - \eta)\,dL - (x - \xi)\,dM]\} \quad \ldots \quad 19). \end{aligned}$$

Es ist J_p der Ausdruck für den Integralstrom, welcher in dem bewegten Leiter s inducirt wird, soweit alle seine Elemente derart fortschreiten, dass sie sich auf den verschiedenen Stellen ihrer Bahn immer parallel bleiben, und J_d ist der Ausdruck für den Integralstrom, welcher in dem bewegten Leiter s inducirt wird, soweit alle seine Elemente eine drehende Bewegung um eine beliebige Axe vollführen. Findet blos eine Drehung statt, dann ist $J_p = 0$, und findet blos eine progressive Bewegung statt, dann ist $J_d = 0$.

a. Was nun zunächst den Antheil J_p des Integralstromes betrifft, welcher herrührt von derjenigen, allen Elementen des Leiters gemeinschaftlichen Bewegung, welche auch der Solenoidpol haben würde, wenn er sich mit dem Leiter zugleich und mit ihm fest verbunden bewegte, so sind die in demselben vorkommenden Grössen noch theilweise abhängig von dem alten Coordinatensystem. Der Ausdruck mag zunächst so transformirt werden, dass sich alle Grössen auf das neue System beziehen. Werden zu dem Ende in 18) die Werthe von X, Y, Z aus 3), und die von $d_s x$, $d_s y$, $d_s z$ aus 7) eingesetzt, so wird

$$J_p = -\varepsilon\varepsilon' \int_{w_0}^{w_1}\int_s \frac{\sigma}{l^3}\left\{\begin{array}{l}[(z-\zeta)\,d\lambda-(x-\xi)\,d\nu]\,[a_{,}\,d_s x_{,}+b_{,}\,d_s y_{,}+c_{,}\,d_s z_{,}]\\+[(x-\xi)\,d\mu-(y-\eta)\,d\lambda]\,[a_{,,}\,d_s x_{,}+b_{,,}\,d_s y_{,}+c_{,,}\,d_s z_{,}]\\+[(y-\eta)\,d\nu-(z-\zeta)\,d\mu]\,[a\,d_s x_{,}+b\,d_s y_{,}+c\,d_s z_{,}]\end{array}\right\}$$

oder

$$= -\varepsilon\varepsilon'\int_{w_0}^{w_1}\int_s\frac{\sigma}{l^3}\,(A\,d_s x_{,}+B\,d_s y_{,}+C\,d_s z_{,})\;\ldots\ldots\ldots\; 20),$$

wenn

$$A = d\lambda\,[a_{,}(z-\zeta)-a_{,,}(y-\eta)]+d\mu\,[a_{,,}(x-\xi)-a\,(z-\zeta)]$$
$$+\,d\nu\,[\,a\,(y-\eta)-a_{,}(x-\xi)]\ldots.21)$$

und wenn B und C dem A entsprechende, durch Vertauschung der Buchstaben leicht herstellbare Werthe haben. Bezeichnet man hierin die Coordinaten des Solenoidpoles für das neue bewegliche System mit $\xi_{,}$, $\eta_{,}$, $\zeta_{,}$, so müssen die den Gleichungen 4) analogen Werthe für die auf das alte System bezüglichen Coordinaten eingesetzt werden, und zwar ist

$$\left.\begin{array}{l}\xi = \alpha + a\,\xi_{,} + b\,\eta_{,} + c\,\zeta_{,}\\ \eta = \beta + a_{,}\xi_{,} + b_{,}\eta_{,} + c_{,}\zeta_{,}\\ \zeta = \gamma + a_{,,}\xi_{,} + b_{,,}\eta_{,} + c_{,,}\zeta_{,}\end{array}\right\}\;\ldots\ldots\; 22).$$

Hieraus ergiebt sich in Verbindung mit 4)

$$\left.\begin{array}{l}x-\xi = a\,(x_{,}-\xi_{,}) + b\,(y_{,}-\eta_{,}) + c\,(z_{,}-\zeta_{,})\\ y-\eta = a_{,}(x_{,}-\xi_{,}) + b_{,}(y_{,}-\eta_{,}) + c_{,}(z_{,}-\zeta_{,})\\ z-\zeta = a_{,,}(x_{,}-\xi_{,}) + b_{,,}(y_{,}-\eta_{,}) + c_{,,}(z_{,}-\zeta_{,})\end{array}\right\}\;\ldots\; 23)$$

und durch Einsetzung dieser Werthe und nachmalige Benutzung der Gleichungen 5), wird die identische Gleichung 21) zu

$$A = d\lambda\,[c\,(y_{,}-\eta_{,})-b\,(z_{,}-\zeta_{,})]+d\mu\,[c_{,}(y_{,}-\eta_{,})-b_{,}(z_{,}-\zeta_{,})]$$
$$+\,d\nu\,[c_{,,}(y_{,}-\eta_{,})-b_{,,}(z_{,}-\zeta_{,})]\ldots 24).$$

Behufs Transformation von $d\lambda$, $d\mu$, $d\nu$ mag daran erinnert werden, dass diese Grössen die Elemente der Projectionen auf die alten Axen der x, y, z sind von derjenigen Bewegung, die der Solenoidpol annehmen würde, wenn er in fester Verbindung mit dem Stromelement bliebe und sich mit diesem bewegte. Bleibt aber der Solenoidpol im Raume an seinem Ort, so macht er, bezüglich zum neuen Coordinatensystem, eine solche Bewegung, als ob er wieder an seinen alten Ort

zurückversetzt würde, nachdem er sich mit demselben zugleich verschoben hätte. Sonach sind die Projectionen $d\xi_,$, $d\eta_,$, $d\zeta_,$ der Elemente dieser Bewegung auf die neuen Axen gleich den negativen Projectionen von $d\lambda$, $d\mu$, $d\nu$ auf dieselben Axen der $X_,$, $Y_,$, $Z_,$, oder

$$\left.\begin{aligned} -d\xi_, &= a\,d\lambda + a_,\,d\mu + a_{,,}\,d\nu \\ -d\eta_, &= b\,d\lambda + b_,\,d\mu + b_{,,}\,d\nu \\ -d\zeta_, &= c\,d\lambda + c_,\,d\mu + c_{,,}\,d\nu \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad 25).$$

Hiernach geht Gleichung 24) über in

$$A \equiv d\eta_,(z_, - \zeta_,) - d\zeta_,(y_, - \eta_,).$$

Deswegen, und weil nun auch

$$\left.\begin{aligned} B &\equiv d\zeta_,(x_, - \xi_,) - d\xi_,(z_, - \zeta_,) \\ C &\equiv d\xi_,(y_, - \eta_,) - d\eta_,(x_, - \xi_,) \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad 26)$$

wird Gleichung 20) zu

$$J_p = -\varepsilon\varepsilon'\sigma \int_{w_0}^{w_1}\int_s \frac{1}{l^3}\left\{\begin{aligned} &[(y_, - \eta_,)\,d_s z_, - (z_, - \zeta_,)\,d_s y_,]\,d\xi_, \\ +\,&[(z_, - \zeta_,)\,d_s x_, - (x_, - \xi_,)\,d_s z_,]\,d\eta_, \\ +\,&[(x_, - \xi_,)\,d_s y_, - (y_, - y_,)\,d_s x_,]\,d\zeta_, \end{aligned}\right\} \ldots 27).$$

Führt man hierin endlich die Componenten X_p, Y_p, Z_p der Wirkung des ganzen ruhenden Leiters auf den ruhenden Solenoidpol ein, wenn ersterer von der Einheit der Stromstärke durchflossen gedacht wird, also

$$\left.\begin{aligned} X_p &= \int_s \frac{1}{l^3}\,[(y_, - \eta_,)\,d_s z_, - (z_, - \zeta_,)\,d_s y_,] \\ Y_p &= \int_s \frac{1}{l^3}\,[(z_, - \zeta_,)\,d_s x_, - (x_, - \xi_,)\,d_s z_,] \\ Z_p &= \int_s \frac{1}{l^3}\,[(x_, - \xi_,)\,d_s y_, - (y_, - \eta_,)\,d_s x_,] \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad 28),$$

wo nun für das neue Coordinatensystem

$$l^2 = (x_, - \xi_,)^2 + (y_, - \eta_,)^2 + (z_, - \zeta_,)^2$$

ist, so verwandelt sich der Ausdruck für den Integralstrom unter 27) in

$$J_p = -\varepsilon\varepsilon'\sigma \int_{w_0}^{w_1} (X_p\,d\xi_, + Y_p\,d\eta_, + Z_p\,d\zeta_,) \quad \ldots\ldots \quad 29)$$

und der daraus herzuleitende Ausdruck für den Differentialstrom ist

$$D_p = -\varepsilon\varepsilon'\sigma\,(X_p\,d\xi_, + Y_p\,d\eta_, + Z_p\,d\zeta_,) \quad \ldots\ldots \quad 30).$$

Hieraus geht aber der folgende Satz hervor: **Der Antheil J_p des ganzen Inductionsstromes J, welcher durch den ersten Theil der Bewegung des Leiters hervorgerufen wird, wo dieser nur parallel mit sich selbst fortschreitet, ist derselbe, der erregt wird, wenn der Leiter ruht und der Pol sich in entgegengesetzter Richtung bewegt. Die elektromotorische Kraft des erregten Differentialstromes ist gleich zu setzen der Geschwindigkeit des Poles multiplicirt mit der negativen, in der Richtung der Bewegung des Poles gemessenen Wirkung des Leiters auf den Pol, die Stromstärke im ruhenden Leiter $= \varepsilon$ gesetzt.**

b. Es mag demnächst der zweite, mit J_d bezeichnete Antheil des Integralstromes discutirt werden, welcher von einer Drehung des Leiters herrührt. Die Formel 19), nach dL, dM, dN geordnet, giebt für den Bogen des Leiters zwischen den Grenzen s_0 und s_1

$$J_d = -\varepsilon\varepsilon' \int_{w_0}^{w_1}\left\{\int_{s_0}^{s_1} ds \left\{\begin{array}{l} dL[Z(y-\eta) - Y(z-\zeta)] \\ + dM[X(z-\zeta) - Z(x-\xi)] \\ + dN[Y(x-\xi) - X(y-\eta)] \end{array}\right\}\right\} \quad \ldots 31).$$

Wird der von dL abhängige Antheil des Integrales nach s herausgehoben und zwar

$$\int_{s_0}^{s_1} ds\, dL\, [Z(y-\eta) - Y(z-\zeta)] \quad \ldots\ldots \quad 32),$$

so geht derselbe vermittelst der Werthe von Z und Y in Gleichung 3) über in

$$\sigma \int_{s_0}^{s_1} ds\, dL \frac{1}{l^3} \left\{\begin{array}{l} [(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2] \dfrac{d_s x}{ds} \\ -\left[(x-\xi)\dfrac{d_s x}{ds} + (y-\eta)\dfrac{d_s y}{ds} + (z-\zeta)\dfrac{d_s z}{ds}\right](x-\xi) \end{array}\right\}$$

$$= \sigma\, dL \left(\frac{x-\xi}{l}\right)_{s_0}^{s_1} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 33a).$$

Ebenso sind die von dM und dN abhängigen Antheile jenes Integrales

$$= \sigma\, dM \left(\frac{y-\eta}{l}\right)_{s_0}^{s_1} \quad \text{und} \quad = \sigma\, dN \left(\frac{z-\zeta}{l}\right)_{s_0}^{s_1} \quad \ldots \quad 33b).$$

und somit wird

$$J_d = -\varepsilon\varepsilon'\sigma \int_{w_0}^{w_1} \left(dL\frac{x-\xi}{l} + dM\frac{y-\eta}{l} + dN\frac{z-\zeta}{l}\right)_{s_0}^{s_1} \quad \ldots \quad 34),$$

wo unter dem Integralzeichen die Differenz der beiden Werthe einzusetzen ist, welche die eingeklammerte Grösse erhält für die s_0 und s_1 entsprechenden Werthe von x, y, z und l. Der Ausdruck für den Differentialstrom ist sonach

$$D_d = -\varepsilon\varepsilon'\sigma \left(dL\frac{x-\xi}{l} + dM\frac{y-\eta}{l} + dN\frac{z-\zeta}{l}\right)_{s_0}^{s_1} \quad \ldots \quad 35).$$

Ist der Leiter eine geschlossene Curve, dann fallen die beiden Grenzen s_0 und s_1 zusammen und J_y und D_z werden $= 0$. Hieraus ergeben sich nun die folgenden Sätze:

a. „Wenn der Leiter, welcher unter Einfluss eines Solenoidpoles bewegt wird, eine geschlossene Curve bildet, so verschwindet der von seiner Drehung herrührende Antheil des inducirten Stromes, und es wird dann derselbe Strom inducirt, als hätte der Leiter nur eine fortschreitende Bewegung, in welcher er parallel mit sich selbst bleibt, und zwar diejenige, welche der Pol haben würde, wenn er sich zugleich mit dem Leiter und mit ihm fest verbunden bewegte.“ (Vergl. hierzu §. 29, Nr. VII, 2.)

„Diese fortschreitende Bewegung verschwindet, wenn der Leiter nur eine drehende Bewegung und zwar um eine durch den Pol selbst gehende Axe hat. Hieraus ergiebt sich“:

b. „In einem geschlossenen Leiter, der sich um eine Axe dreht, in welcher der Pol eines Solenoids liegt, wird durch diesen Pol kein Strom inducirt. Dasselbe gilt, wenn in der Drehungsaxe mehre Pole liegen. Daraus folgt“:

c. In einem geschlossenen Leiter, der sich um die Axe eines begrenzten Solenoids dreht, wird durch das Solenoid kein Strom inducirt.“

d. In einem ungeschlossenen Leiter, der sich unter dem Einfluss eines Solenoidpoles bewegt, rührt ein Theil des inducirten Stromes von der drehenden Bewegung des Leiters her; dieser Theil ist aber von der Gestalt des Leiters unabhängig, und allein durch die Bewegung seiner Endpunkte bestimmt.“ (Vergl. hierzu §. 29, Nr. VII, 1.)

Was endlich die Intensität des durch die Drehung inducirten Differentialstromes betrifft, so lässt sich für dieselbe am besten durch Einführung von Polarcoordinaten in Gleichung 35) ein Ausdruck gewinnen. Führt man zu dem Ende $d\psi$ als Element des vom Leiter beschriebenen Drehungswinkels ein, so dass

$$d\psi = \sqrt{dL^2 + dM^2 + dN^2}$$

und

$$dL = \cos l \, d\psi$$
$$dM = \cos m \, d\psi$$
$$dN = \cos n \, d\psi,$$

wo l, m, n die Winkel sein mögen, welche die Drehungsaxe mit den Axen der X, Y und Z macht: so geht Gleichung 35) über in

$$D_d = -\varepsilon\varepsilon'\sigma \cdot d\psi \left(\cos l \frac{x-\xi}{l} + dM \frac{y-\eta}{l} + dN \frac{z-\zeta}{l}\right)_{s_0}^{s_1} \dots \; 36).$$

Bezeichnet man hierin die Cosinusse der Winkel, welche die Drehungsaxe mit den beiden Verbindungslinien zwischen dem Solenoidpol und den beiden Endpunkten s_0 und s_1 des Leiters macht, durch Θ_1 und Θ_2, so erhält man

$$D_d = -\varepsilon\varepsilon'\sigma \cdot d\psi \left[\cos \Theta_2 - \cos \Theta_1\right] \; . \; . \; . \; . \; . \; 37).$$

Es ist also

e. der Differentialstrom gleich dem Producte einer constanten Grösse mit dem Elemente des Drehungswinkels, multiplicirt mit der Differenz der Cosinusse der Winkel, welche die Drehungsaxe mit den

beiden vom ruhenden Pole nach den bewegten Endpunkten des Bogens s gezogenen Linien bildet. [Vergl. hierzu §. 29, Nr. VII, Gleichung 4).]

Die bisher stets nachgewiesene Reciprocität zwischen bewegtem Leiter unter Einfluss des ruhenden Poles und bewegtem Pol bei ruhendem Leiter gestattet auch für den vorstehenden Satz die entsprechende Umkehr *.

Nachdem die inducirende Wirkung eines Solenoids dargethan ist, lassen sich die gewonnenen Formeln auf die eines Magneten übertragen. Nach einer im letzten Abschnitt näher zu erörternden Annahme, betrachtet Ampère die Wirkung eines magnetischen Elementes gleichwerthig mit der eines Solenoides, dessen Pole sehr nahe aneinander liegen, und demnach würde die Wirkung eines Magneten gleich der von unendlich vielen, seinen Raum erfüllenden, kleinsten Solenoiden mit stets gleich gerichteter Polarität sein. Bewegt sich nun ein Leiter im Wirkungskreis eines ruhenden Magneten, so ist der in ihm von letzterem inducirte Strom gleich der Summe aller Elementarströme, welche die statt seiner substituirten Solenoide induciren würden. Mit Benutzung des von Gauss geführten Nachweises, dass die Wirkung eines Magneten auf einen äussern Punkt identisch ist mit derjenigen, welche bei einer ganz bestimmten Vertheilung des Magnetismus auf der Oberfläche des Magneten statthaben würde: lassen sich jene mit dreifachen Integralen behafteten Formeln auf Doppelintegrale zurückführen. Und diese sind einer ähnlichen Zerlegung fähig wie die Formeln für J in J_p und J_d [vergl. Formeln 17)—19)].

Auch durch Entstehen und Verschwinden von Magnetismus, sowie durch Verstärkung und Schwächung des schon vorhandenen Magnetismus werden *Inductionsströme* in einem ruhenden Leiter durch einen benachbarten *ruhenden* Magneten hervorgerufen. Neumann betrachtet den Process des Magnetisirens als eine Trennung der im Mittelpunkt eines jeden magnetischen Atoms (unendlich kleinen Solenoids) vereinigten magnetischen Kräfte und Vertheilung derselben auf dessen Oberfläche. Der Process des Entmagnetisirens würde demnach einer Vereinigung der auf der Oberfläche vertheilten Flüssigkeiten im Centrum des Atoms gleichkommen. Versteht man nun (vergl. die nächste Nummer) unter Potential P eines geschlossenen Leiters auf ein magnetisches Element, wenn ersteres von der Stromeinheit durchflossen wird und letzteres die Einheit von freiem Magnetismus enthält, diejenige Function, deren partielle Differentialquotienten die rechtwinklichen Componenten der Wirkung zwischen Strom und magnetischem Element bezeichnen: so zeigt sich, dass der durch die erörterten Vorgänge im geschlossenen Leiter inducirte Strom ausgedrückt wird durch

$$-\varepsilon\varepsilon'\int(\sigma''-\sigma')\,P\,d\tilde{\omega}.$$

Es bedeutet darinnen $\sigma' d\tilde{\omega}$ und $\sigma'' d\tilde{\omega}$ den in dem Element $d\tilde{\omega}$ der Oberfläche des Magneten vor und nach der Vertheilung enthaltenen freien Magnetismus.

Schon die oben nachgewiesene Unabhängigkeit der elektromotorischen Kraft des inducirten Stromes von der Lage und Länge des Weges, welchen der Leiter in der Nachbarschaft der inducirenden Ursache zurückzulegen hat, mehr aber noch der soeben ausführlicher nachgewiesene Umstand, dass der durch einen Solenoidpol inducirte Integralstrom eines geschlossenen Leiters gänzlich unabhängig ist von dessen drehender Bewegung, und allein abhängt von seiner progressiven Bewegung: führt zu der Vermuthung, dass überhaupt nur eine Aenderung im Werthe des Potentials eines Poles auf einen geschlossenen Leiter im letzteren einen Strom

* Auf einem einfacheren Wege die Ergebnisse dieser Nummer herbeizuführen ist weder mir gelungen, noch Herrn Dr. Langguth, dem ich überhaupt viele Unterstützung bei diesen Untersuchungen zu danken habe.

inducirt. Die hierüber geführten Untersuchungen bestätigen diese Vermuthung, so dass die elektromotorische Kraft, welche in einem geschlossenen Leiter durch einen Magneten inducirt wird, sei es, dass der Magnet oder der Leiter bewegt wird, gleich der Differenz der Werthe ist, welche das Potential des Leiters in Bezug auf den ganzen Magneten am Anfang und am Ende der Bewegung annimmt. In Verbindung mit den Erörterungen des vorigen Alinea geht aber weiter daraus hervor, dass jeder Umstand, wodurch das Potential des Leiters in Bezug auf den ganzen Magneten verändert wird, als die Ursache eines Inductionsstromes angesehen werden kann, dessen Stärke dem Zuwachs gleich ist, welchen das durch den Leitungswiderstand dividirte Potential des Leiters erfährt.

V. Da schon bei den Ergebnissen der letzten Nummer, mehr noch aber bei denen der folgenden, auf das Potential eines Stromes auf einen andern Bezug genommen wurde, mag hier einiges über die Bedeutung des Potentials eingeschalten werden. Das Potential eines Stromes in Bezug auf einen andern Strom ist diejenige Function der Coordinaten desselben, welche in ihren negativen nach diesen Coordinaten genommenen partiellen Differentialcoefficienten die mit diesen parallelen Componenten der Wirkung des ersten auf den letzten darstellt. Sind nun s und s' zwei geschlossene Bahnen, deren Elemente ds und ds', und in denen Ströme von den bezüglichen Stärken i und i' umlaufen, und ist $(ds \cdot ds)$ der Winkel, welchen beide Ströme mit einander machen, so soll bewiesen werden, dass das Potential P des einen auf den andern zum Ausdruck

$$P = -\frac{1}{2}\int_s\int_{s'} ii' \frac{\cos(ds \cdot ds')}{r} ds\, ds' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

habe. In demselben ist

$$r^2 = (x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

und x, y, z sind die rechtwinklichen Coordinaten von ds, sowie x', y', z' die von ds', während die mit s und s' versehenen Integralzeichen sich auf alle Elemente der beiden geschlossenen Strombahnen beziehen. Sind diese Bahnen unverzweigt, dann sind die Stromstärken i und i' unabhängig von s und s' und treten vor die Integralzeichen, bei verzweigten Strömen dagegen sind sie Functionen der Zweige.

Ueber die Herleitung der Formel 1) mag nur soviel gesagt werden, dass sie sich unmittelbar aus der Gleichung 2) in §. 24, Nr. V, ergiebt. Indem nämlich, wenn man es mit geschlossenen Strömen zu thun hat, für jede in die Richtung der Verbindungslinie fallende Componente eines Stromelementes eine gleich grosse andere Componente mit entgegengesetzter Stromesrichtung ebenfalls in dieselbe fallen muss, hebt sich dort der von $\cos\alpha$ und $\cos\beta$ abhängige Antheil auf, und wegen des dann noch übrig bleibenden $ii'\, ds\, ds' \frac{\cos\varepsilon}{r^2}$ ist die Anziehung, welche zwei Elemente verschiedener geschlossener Ströme aufeinander ausüben, umgekehrt dem Quadrate ihrer Entfernung und direct dem Cosinus ihrer gegenseitigen Neigung proportional. Es ist zu bedauern, dass die Grenzen dieses Buches nicht gestatten, die in dem Original gegebene elegante Ableitung wiederholen zu dürfen. Vielmehr mag nur nachgewiesen werden, dass Gleichung 1) wirklich die Eigenschaften des verlangten Potentials besitzt, sowie sich dann die daraus abgeleiteten Folgerungen anreihen sollen.

Es mögen nun a, b, c die Coordinaten eines mit der beweglichen Strombahn s' festverbundenen Punktes sein, dann muss, wenn der in der Gleichung 1) gegebene Ausdruck das Potential des Stromes s auf den Strom s' in Wahrheit ausdrückt, und wenn man unter $[X]$, $[Y]$, $[Z]$ die Componenten seiner Wirkung auf denselben versteht

$$[X] = -\frac{dP}{da}; \quad [Y] = -\frac{dP}{db}; \quad [Z] = -\frac{dP}{dc} \quad \dots \quad 3)$$

sein. Ist ferner durch die Ordinate c eine mit der Strombahn s festverbundene Ebene gelegt, wird der Winkel, den dieselbe mit der XZEbene bildet, mit ν bezeichnet und das von der festen Strombahn s auf die bewegliche s' ausgeübte Drehungsmoment in Bezug auf die Ordinate c durch N, so ist dieses gleich dem negativen partiellen Differentialquotienten des Potentials nach ν, also

$$N = -\frac{dP}{d\nu} \quad \dots \quad 4\text{ a}).$$

Wird diese Ebene durch die Ordinaten b oder a gelegt und der Winkel, den sie mit der YZEbene oder mit der XYEbene bildet, durch μ oder λ und das Drehungsmoment zu den Ordinaten b und a bezüglich durch M oder L bezeichnet, so ist in gleicher Weise

$$M = -\frac{dP}{d\mu} \quad \text{und} \quad L = -\frac{dP}{d\lambda} \quad \dots \quad 4\text{ b}).$$

Ja es ist ganz allgemein

$$R = -\frac{dP}{d\varphi} \quad \dots \quad 5),$$

wenn man jene Ebene durch irgend eine mit der Strombahn fest verbundene und durch den Punkt a, b, c gehende Linie B legt, wenn man durch φ den Winkel bezeichnet, den diese mit einer andern B parallelen und mit der Strombahn festverbundenen Ebene macht, und durch R das Drehungsmoment der zwischen s und s' wirkenden Kräfte zu jener Linie B.

Um die Formeln 3) zu beweisen, diene das Folgende: Bezeichnet man die zur XAxe parallele Componente der Wirkung des geschlossenen Stromes s auf ein Element ds' des geschlossenen Stromes s' mit $i'X\,ds'$, so ist dieses gleichwerthig dem X in §. 25, Nr. V, Gleichung 3). Geben wir ferner dem Stromelement ds' die Coordinaten x', y', z', und sind dx', dy', dz' seine Componenten zu den Coordinatenaxen, so ist dort $\cos\lambda$ zu vertauschen mit $\frac{dx'}{ds'}$, $\cos\mu$ mit $\frac{dy'}{ds'}$ und $\cos\nu$ mit $\frac{dz'}{ds'}$, und in der zugehörigen Gleichung 2) ist x zu vertauschen mit $x-x'$, y mit $y-y'$ und z mit $z-z'$. Durch diese Umformungen und nachmalige Einsetzung der dortigen Gleichungen 2) in die Gleichungen 3) und unter Berücksichtigung dessen, dass $n=2$ ist, ergiebt sich dann zunächst für jede Einheit des in dem Element ds' laufenden Stromes

$$\left.\begin{aligned} X\,ds' = & \frac{1}{2}\int_s i\,\frac{(x-x')\,dy - (y-y')\,dx}{r^3}\,dy' \\ & - \frac{1}{2}\int_s i\,\frac{(z-z')\,dx - (x-x')\,dz}{r^3}\,dz' \end{aligned}\right\} \quad \dots \quad 6).$$

Durch Einführung von $\frac{d\frac{1}{r}}{dx'} = \frac{x-x'}{r^3}$, $\frac{d\frac{1}{r}}{dy'} = \frac{y-y'}{r^3}$ und $\frac{d\frac{1}{r}}{dz'} = \frac{z-z'}{r^3}$ geht diese Gleichung über in

$$\left.\begin{aligned} X\,ds' &= -\frac{1}{2}\int_s i\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dx'}dx' + \frac{d\frac{1}{r}}{dy'}dy' + \frac{d\frac{1}{r}}{dz'}dz'\right)dx \\ &+ \frac{1}{2}\int_s i\,\frac{d\frac{1}{r}}{dx'}\cdot\left(\frac{dx}{ds}\frac{dx'}{ds'} + \frac{dy}{ds}\frac{dy'}{ds'} + \frac{dz}{ds}\frac{dz'}{ds'}\right)ds\,ds' \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ 7)$$

und sonach ist

$$X = -\frac{1}{2}\int_s i\left[\frac{d\frac{1}{r}}{ds'}dx - \frac{d\frac{1}{r}}{dx'}\cos(ds\cdot ds')\cdot ds\right] \quad \ldots\ 8a).$$

In gleicher Weise ist

$$\left.\begin{aligned} Y &= -\frac{1}{2}\int_s i\left[\frac{d\frac{1}{r}}{ds'}dy - \frac{d\frac{1}{r}}{dy'}\cos(ds\cdot ds')\cdot ds\right] \\ Z &= -\frac{1}{2}\int_s i\left[\frac{d\frac{1}{r}}{ds'}dz - \frac{d\frac{1}{r}}{dz'}\cos(ds\cdot ds')\cdot ds\right] \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ 8b).$$

Hiernach bekommt die Componente der Wirkung des Stromes s zur X Axe für den ganzen Strom s' den Ausdruck:

$$(X) = \int_{s'} i'X\,ds' = -\frac{1}{2}\int_s\int_{s'} ii'\left[\frac{d\frac{1}{r}}{ds'}dx - \frac{d\frac{1}{r}}{dx'}\cos(ds\cdot ds')\,ds\right]ds' \ldots 9),$$

oder, weil

$$\int_{r_{,}}^{r_{,,}} \frac{d\frac{1}{r}}{ds'}ds' = \left(\frac{1}{r}\right)_{r_{,}}^{r_{,,}}$$

für einen geschlossenen Strom, also für die Grenzen $r_{,} = r_{,,}$, gleich Null wird,

$$(X) = \frac{1}{2}\int_s\int_{s'} ii'\,\frac{d\frac{1}{r}}{dx'}\cos(ds\cdot ds')\,ds\,ds' \quad \ldots\ 10).$$

Durch Einführung der Coordinaten a, b, c des mit dem Strom s festverbundenen Punktes, wonach $x' = a + x'_{,}$, $y' = b + y'_{,}$, $z' = c + z'_{,}$ gesetzt werden kann, wird

$$(X) = \frac{1}{2} \frac{d \int\int_{s\ s'} i\, i' \frac{\cos(ds \cdot ds')}{r}\, ds\, ds'}{da} \quad \ldots \quad 11)$$

oder durch Einführung der Bezeichnung in Gleichung 1)

$$(X) = -\frac{dP}{da}.$$

Durch ähnliche Schlüsse findet man

$$\left.\begin{aligned} (Y) &= -\frac{dP}{db} \\ (Z) &= -\frac{dP}{dc}, \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad 12)$$

was zu erweisen war.

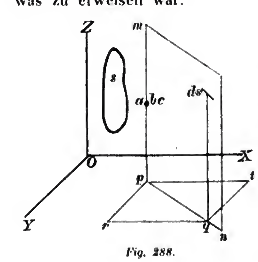


Fig. 288.

Wenden wir uns zum Beweis der Formeln 4), so möge in *Fig. 288* OX, OY, OZ das rechtwinkliche Axensystem darstellen, auf welches sich die Coordinaten des festen Umlaufes s und des beweglichen beziehen, von welchem ds' ein Element ist. Es sei abc der mit dem Umlauf s' festverbundene Punkt, dessen Coordinaten durch a, b und c gegeben sind, p seine Projection auf die XYEbene und mn die durch c gelegte ebenfalls mit dem Umlauf s' festverbundene Ebene. Der Einfachheit wegen liege das Element ds' in dieser Ebene, es sei $ds'q = z'$, so dass die Coordinaten von $q = x'$, y' und 0 sind. Verlegt man den Angriffspunkt der von s auf ds' ausgeübten Kraft nach q, so erkennt man leicht, dass das von der Componente dieser Kraft zur YAxe ausgeübte Drehungsmoment, bezogen auf die Linie mp gegeben ist durch $i'(x' - a)\, Y ds'$, wo $pt = x' - a$ ist. Ebenso ergiebt sich, wenn $pr = y' - b$ ist, das von der Kraftcomponente X ausgeübte Drehungsmoment $= i'(y' - b)\, X ds'$. Sonach ist das auf den ganzen Strom s' ausgeübte Drehungsmoment

$$N = \int_s i' [(x' - a)\, Y - (y' - b)\, X]\, ds' \quad \ldots \quad 13)$$

oder durch Einsetzung der Werthe von X und Y aus Gleichung 8)

$$= -\frac{1}{2} \int_{s'} i\, i' (x' - a)\, ds' \int_s \left[\frac{d\frac{1}{r}}{ds'}\, dy - \frac{d\frac{1}{r}}{dy'} \cos(ds \cdot ds')\, ds \right]$$

$$+ \frac{1}{2} \int_{s'} i\, i' (y' - b)\, ds' \int_s \left[\frac{d\frac{1}{r}}{ds'}\, dx - \frac{d\frac{1}{r}}{dx'} \cos(ds \cdot ds')\, ds \right]$$

$$= -\frac{1}{2}\int\limits_s\int\limits_{s'} ii'\left[(x'-a)\frac{dy}{ds} - (y'-b)\frac{dx}{ds}\right]\frac{d\frac{1}{r}}{ds'}\,ds\,ds'$$

$$+\frac{1}{2}\int\limits_s\int\limits_{s'} ii'\left[(x'-a)\frac{d\frac{1}{r}}{dy'} - (y'-b)\frac{d\frac{1}{r}}{dx'}\right]\cos(ds\cdot ds')\,ds\,ds' \ldots 14).$$

Durch partielle Integration erhalten wir aus dem ersten Theile dieses Werthes

$$\int\limits_s\int\limits_{s'}\left[(x'-a)\frac{dy}{ds} - (y'-b)\frac{dx}{ds}\right]\frac{d\frac{1}{r}}{ds'}\,ds\,ds'$$

$$= \int\limits_s\left[\frac{(x'-a)\frac{dy}{ds} - (y'-b)\frac{dx}{ds}}{r}\right]_{s'_{,}}^{s'_{,,}} ds - \int\limits_s\int\limits_{s'}\frac{1}{r}\left(\frac{dx}{ds'}\frac{dy}{ds} - \frac{dy'}{ds'}\frac{dx}{ds}\right)ds\,ds' \ldots 15).$$

Der in die hakenförmigen Klammern eingeschlossene Werth wird aber $= 0$, wenn s' ein geschlossener Strom ist, indem dann die beiden Grenzen $s'_{,}$ und $s'_{,,}$, zwischen denen er zu nehmen ist, zusammenfallen, und somit ist

$$N = \frac{1}{2}\int\limits_s\int\limits_{s'} ii'\frac{1}{r}\left(\frac{dx'}{ds'}\frac{dy}{ds} - \frac{dy'}{ds'}\frac{dx}{ds}\right)ds\,ds'$$

$$+\frac{1}{2}\int\limits_s\int\limits_{s'} ii'\left[(x'-a)\frac{d\frac{1}{r}}{dy'} - (y'-b)\frac{d\frac{1}{r}}{dx'}\right]\cos(ds\cdot ds')\,ds\,ds' \ldots 16).$$

Durch Einführung des Winkels $tpn = \nu$, welchen die Ebene mn mit der XZ Ebene bildet, vereinfacht sich diese Formel in folgender Weise. Haben nämlich in *Fig. 289* die Linien pr, pq, pt dieselbe Bedeutung, wie in der vorigen Figur, so ist leicht ersichtlich, dass sich $x'-a$ um $-dx$ und $y'-b$ um dy ändert, wenn der Winkel ν um $d\nu = qpw$ zunimmt. Da nun im vorliegenden Fall das Drehungsmoment von dz unabhängig ist, hat man

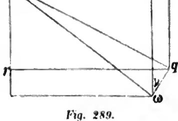


Fig. 289.

$$\frac{d\frac{1}{r}}{d\nu} = \frac{d\frac{1}{r}}{dx'}\frac{dx'}{d\nu} + \frac{d\frac{1}{r}}{dy'}\frac{dy'}{d\nu}.$$

Hierin ist $q w = p q \cdot d \nu$, ferner $-d x' = q w \cdot \sin \nu = q w \frac{y'-b}{p q}$, also $\frac{d x'}{d \nu} = -(y'-b)$, und ebenso $\frac{d y'}{d \nu} = x'-a$, und somit

$$\frac{d \frac{1}{r}}{d \nu} = \frac{d \frac{1}{r}}{d y'}(x'-a) - \frac{d \frac{1}{r}}{d x'}(y'-b) \quad \ldots \ldots \quad 17).$$

Ferner ist, auf die XYEbene bezogen,

$$\cos(ds \cdot ds') = \frac{dx}{ds}\frac{dx'}{ds'} + \frac{dy}{ds}\frac{dy'}{ds'}$$

$$\frac{d \cos(ds \cdot ds')}{d \nu} = \frac{dx}{ds}\frac{d\frac{dx'}{ds'}}{d\nu} + \frac{dy}{ds}\frac{d\frac{dy'}{ds'}}{d\nu}$$

$$= \frac{dy}{ds}\frac{d(x'-a)}{ds'} - \frac{dx}{ds}\frac{d(y'-b)}{ds'}$$

$$= \frac{dy}{ds}\frac{dx'}{ds'} - \frac{dx}{ds}\frac{dy'}{ds'} \quad \ldots \ldots \quad 18).$$

Durch Einsetzen der Gleichungen 17) und 18) in 16) geht diese über in

$$N = \frac{1}{2}\int_s\int_{s'} i i' \cdot ds \cdot ds' \left[\frac{1}{r}\frac{d \cos(ds \cdot ds')}{d\nu} + \frac{d\frac{1}{r}}{d\nu}\cos(ds \cdot ds')\right]$$

$$= \frac{1}{2}\int_s\int_{s'} i i' \cdot ds \cdot ds' \frac{d\left(\frac{1}{r}\cos(ds \cdot ds')\right)}{d\nu}$$

$$= \frac{d\,\frac{1}{2}\int_s\int_{s'} i i'\, ds\, ds' \frac{\cos(ds \cdot ds')}{r}}{d\nu}$$

$$= -\frac{dP}{d\nu} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 19a).$$

In gleicher Weise ergiebt sich durch entsprechende Vertauschung der Buchstaben

$$M = -\frac{dP}{d\mu}; \quad L = -\frac{dP}{d\lambda} \quad \ldots \ldots \quad 19b).$$

wodurch die obige Behauptung erwiesen ist.

Aus den Gleichungen 19) lässt sich endlich der durch die Formel 5) ausgesprochene Satz herleiten. Macht die Linie B, auf welche das Drehungsmoment R bezogen werden soll, mit den Axen der Z, Y, X, die Winkel m, n, l, so sind

das offenbar dieselben Winkel, welche eine zur Linie B senkrechte Ebene mit den Ebenen der XY, der XZ und YZ macht. Projiciren wir also alle diejenigen Vorgänge, welche zum Erweis der Formeln 19) dienten, von den resp. Coordinatenebenen auf jene zu B senkrechte Ebene, so ist

$$R = L \cos l + M \cos m + N \cos n \quad \ldots \ldots \quad 20),$$

und

$$d\lambda = d\varphi \cos l; \quad d\mu = d\varphi \cos m; \quad d\nu = d\varphi \cos n \quad \ldots \quad 21),$$

wo $d\varphi$ das Element des Drehungswinkels vom Strome s' um die Axe B bedeutet. Durch Einsetzung der hieraus gewonnenen Werthe von $\cos l$, $\cos m$, $\cos n$ und der in den Gleichungen 19) gefundenen Werthe von L, M, N in die Gleichung 20) ist

$$R = -\left(\frac{dP}{d\lambda}\frac{d\lambda}{d\varphi} + \frac{dP}{d\mu}\frac{d\mu}{d\varphi} + \frac{dP}{d\nu}\frac{d\nu}{d\varphi}\right)$$

$$= -\frac{dP}{d\varphi} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 22),$$

wie in der Formel 5).

VI. Die in der vorigen Nummer gegebenen Nachweise über das Potential geschlossener Ströme auf andere geschlossene Ströme finden nun zunächst Anwendung auf die Induction eines geschlossenen Leiters durch einen geschlossenen Strom, wenn ersterer sich unter Einfluss des letzeren bewegt. Die elektrodynamische Wirkung eines geschlossenen Stromes ist nämlich nach §. 25, Nr. V, S. 237, gleichwerthig der Summe derjenigen kleinsten Wirkungen, welche man erhielte, wenn man die vom Strom umgrenzte Fläche in kleinste Elemente zertheilen würde, die alle von Strömen umflossen wären, welche mit dem peripherischen gleiche Richtung und gleiche Intensität haben. Jedes dieser Stromelemente übt nun dieselbe Wirkung aus, wie ein magnetisches Element, es werden sich also für alle zusammen ähnliche Folgerungen ergeben, wie die für die Induction durch Magnete gefundenen. Namentlich wird, wenn der Leiter eine geschlossene Curve bildet, derjenige Antheil der Induction verschwinden, welcher von einer etwaigen Drehung desselben abhängt, und nur derjenige übrig bleiben, welcher von einer progressiven Bewegung herrührt, bei welcher alle seine Elemente parallel bleiben. Ganz ähnlich ist auch das Verhalten, wenn sich der Strom bewegt und der Leiter ruht. Für beide Fälle zeigt sich wie bei der analogen inducirenden Wirkung eines Magneten, dass die durch einen geschlossenen galvanischen Strom in einem geschlossenen Leiter inducirte elektromotorische Kraft gleich ist der Differenz der Werthe, welche das Potential des Leiters, bezogen auf den ganzen galvanischen Strom am Anfang und am Ende der Bewegung besitzt.

Aus dem Umstand nun, dass diese Induction von der Bewegung an sich unabhängig ist, und schliesslich allein auf die Aenderung des Potentials hinauskömmt, folgert Neumann, dass es überhaupt gleichgiltig sei, durch welche Ursache das Potential geändert wird. Es wird also auch in einem ruhenden Leiter dieselbe elektromotorische Kraft inducirt werden, wenn er sich unter Einfluss eines ruhenden Stromes befindet, sobald dessen Intensität eine Aenderung erfährt. Nur muss diese Aenderung so langsam vor sich gehen, dass gegen sie die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des inducirten Stromes verschwindend klein ist. Soweit aber diese Folgerungen auf eine momentane Aenderung der inducirenden Ursache anwendbar sind, wird der durch das plötzliche Auftreten eines galvanischen Stromes in einem ruhenden Leiter inducirte Strom derselbe sein, als hätte sich der Leiter aus grosser Entfernung dem

Strom bis an die Stelle, wo er sich befindet, genähert. Dieser Satz hat nachträglich seine volle Giltigkeit durch den Nachweis erhalten, dass die Elektricität sich weit rascher fortpflanzt, als die die Inductionsströme veranlassenden Ursachen auftreten, wie in Nr. IX noch näher gezeigt werden wird.

Aber nicht allein auf die Induction in geschlossenen Leitern findet das Potential Anwendung, sondern auch auf die in ungeschlossenen. Hierauf deutet schon die mehrfach besprochene Thatsache, dass die in ihnen inducirten Ströme unabhängig sind von der Gestalt und Länge der Leiter, sondern nur abhängen von der Lage und dem Abstand ihrer Endpunkte von den geschlossenen Strömen, dass ferner in geschlossenen Leitern, die in willkürlichen in sich selbst zurücklaufenden Bahnen sich um geschlossene Ströme bewegen, nur infolge ihrer Annäherung und Entfernung Ströme inducirt werden, und sonach die Summe derselben für die ganze Bahn gleich Null ist. In Wahrheit geht aus der Rechnung hervor, dass die in einem ungeschlossenen Leiter durch einen geschlossenen Strom inducirte elektromotorische Kraft, wenn der Leiter eine geschlossene Bahn durchlaufen hat, gleich ist der Differenz der Werthe des Potentials des Stromes in Bezug auf die von den Endpunkten des Leiters durchlaufenen Curven, diese Curven von dem Strom ε durchflossen gedacht.

Ist endlich weder der inducirte Leiter s eine geschlossene Curve, noch die Bahn, auf welcher er sich unter Einfluss eines geschlossenen Stromes σ bewegt, so ist die inducirte elektromotorische Kraft gleich dem Potential von σ in Bezug auf das geschlossene Viereck, welches aus der Curve des Leiters selbst in ihrer Anfangs- und Endposition und den während seiner Bewegung von seinen Endpunkten beschriebenen Curven gebildet wird, wenn dieses Viereck von einem Strome ε durchströmt gedacht wird. —

VII. Die verschiedensten Kategorien, unter denen galvanische Ströme oder ihnen gleichwerthige Magnete mit Leitern zusammentreten können, um in letzteren Ströme zu induciren, führten stets dazu, dass die inducirte elektromotorische Kraft abhängt von den während der Induction stattfindenden Aenderungen des Potentials vom Strom auf den Leiter, wenn letzterer auch von einem Strom durchflossen gedacht würde. Dieses galt für Annäherung und Entfernung, für Entstehen und Verschwinden, Verstärken und Schwächen des primären Stromes, namentlich aber auch dann, wenn wir es mit geschlossenen oder ungeschlossenen Leitern und Strömen zu thun hatten. Was ist nun ein ungeschlossener Leiter oder Strom? Soll in einem Leiter ein Strom zu Stande kommen, so muss er stets geschlossen sein, und unter einem ungeschlossenen Leiter konnte nur ein solcher verstanden werden, dessen Theile derart unter einander verschiebbar sind, dass ein Theil, ohne Aufhebung der Continuität der ganzen Leitung eine Bewegung um oder in der Nähe, stets aber unter Einfluss eines Stromes oder eines Magneten, vollführen kann. Ist aber das Wesen des ungeschlossenen Leiters nur in der Verschiebbarkeit seiner Theile begründet, so ist der Unterschied zwischen ungeschlossenem und bewegtem geschlossenen Leiter beseitigt, denn, wenn die Grösse des beweglichen Theiles nicht massgebend ist, so kann auch der ganze Leiter beweglich sein. Dasselbe gilt gleichfalls bezüglich des Stromes. Wenn aber dessen Theile verschiebbar sein dürfen, so können sie überdem noch in einer Weise beweglich gedacht werden, dass aus einem Antheil des ihn leitenden Trägers der Strom austritt und in den Rest desselben zurückgedrängt wird. Und wenn dieser Rest gleich Null wird, so ist unter dem Begriff der Verschiebbarkeit der Stromtheile auch das Verschwinden des Stromes aus seinem Träger, und aus der Umkehr auch der

vom Entstehen desselben in der Nachbarschaft des zu inducirenden Leiters gegeben.

Diese Gesichtspunkte führen zu einem allgemeinen Theorem für die Inductionsströme, welches Neumann in der zweiten der citirten Abhandlungen [4 b] behandelt, und das er folgendermassen ausspricht:

Wird ein geschlossenes, unverzweigtes, leitendes Bogensystem $A_{,}$ durch eine beliebige Verrückung seiner Elemente, aber ohne Aufhebung der leitenden Verbindung derselben, in ein anderes $A_{,,}$ von neuer Form und Lage übergeführt, und geschieht diese Veränderung von $A_{,}$ in $A_{,,}$ unter dem Einfluss eines elektrischen Stromsystemes $B_{,}$, welches gleichzeitig durch eine beliebige Verrückung seiner Elemente eine Veränderung in Lage, Form und Intensität von $B_{,}$ in $B_{,,}$ erfährt, so ist die Summe der elektromotorischen Kräfte, welche in dem leitenden Bogensystem durch diese Veränderungen inducirt worden sind, gleich dem mit der Inductionsconstante ε multiplicirten Unterschied der Potentialwerthe des Stromes $B_{,,}$ in Bezug auf $A_{,,}$ und des Stromes $B_{,}$ in Bezug auf $A_{,}$, wenn $A_{,,}$ und $A_{,}$ von der Stromeinheit durchflossen gedacht werden.

Der Bogen des Leitersystemes A werde mit s und sein Element mit ds, der Bogen des Stromsystemes B mit s' und sein Element mit ds' bezeichnet; die Anfangsstellungen $A_{,}$ und $B_{,}$ seien durch $s_{,}$, $ds_{,}$, $s'_{,}$, $ds'_{,}$ und die Endstellungen $A_{,,}$ und $B_{,,}$ durch $s_{,,}$, $ds_{,,}$, $s'_{,,}$, $ds'_{,,}$ unterschieden; ferner bezeichnen $r_{,}$ und $r_{,,}$ die Entfernungen der Elemente von Leiter und Strom in den Anfangs- und Endstellungen, und endlich sei $P(s_{,} \cdot s'_{,,})$ das Potential des Stromes von der Intensität $i_{,}$ auf den von der Stromeinheit durchflossen gedachten Leiter, in deren Anfangsstellung und $P(s_{,,} \cdot s'_{,,})$ das Potential des Stromes von der Intensität $i_{,,}$ auf den von der Stromeinheit durchflossen gedachten Leiter in ihrer Endstellung, dann ist nach Nr. V, Gleichung 1)

$$P(s_{,} \cdot s'_{,}) = -\frac{1}{2}\int_{s}\int_{s'} i_{,} \frac{\cos(ds_{,} \cdot ds'_{,})}{r_{,}} ds_{,} ds'_{,} \quad \ldots\ldots \quad 1)$$

und

$$P(s_{,,} \cdot s'_{,,}) = -\frac{1}{2}\int_{s}\int_{s'} i_{,,} \frac{\cos(ds_{,,} \cdot ds'_{,,})}{r_{,,}} ds_{,,} ds'_{,,} \quad \ldots\ldots \quad 2).$$

Sonach sagt der an die Spitze gestellte Satz: der Ausdruck für die elektromotorische Kraft, welche inducirt worden ist, während die Elemente von Leiter und Strom aus ihren Anfangszuständen in ihre Endzustände übergegangen sind, ist

$$\varepsilon\,[P(s_{,,} \cdot s'_{,,}) - P(s_{,} \cdot s'_{,})] \quad \ldots\ldots\ldots \quad 3).$$

Dieser Satz, sowie die daraus abzuleitenden Ausdrücke für den Differentialstrom und den Integralstrom werden nun für die verschiedenen Fälle bewiesen, unter denen die Leiterelemente mit den Elementen der inducirenden Ströme in Beziehung treten können. Das geschieht namentlich in der vierfachen Weise: 1. wenn die Leiterelemente unter dem Einfluss eines ruhenden Stromes bewegt werden; 2. wenn die Leiterelemente ruhen und durch bewegte Stromelemente inducirt werden; 3. wenn sowohl die Leiter- als auch die Stromelemente bewegt werden, und 4. wenn ausser der Bewegung von Strom- und Leiterelementen auch noch eine Veränderung in der Stärke der inducirenden Ströme stattfindet.

Die umfangreiche in einheitlichem Zusammenhang stehende Untersuchung erleidet noch weniger eine auszugsweise Mittheilung, als die vorige, daher mit Verweisung auf die Originalabhandlung ein näheres Eingehen unterbleiben muss.

— Es darf nicht unerwähnt bleiben, dass THOMSON [6] das den Nummern III bis VII vorangegestellte Gesetz aus dem Grundsatz herleitet, dass die Arbeit, welche die zur Hervorbringung des Inductionsstromes nöthige relative Bewegung erzeugt, äquivalent ist dem mechanischen Effect, der durch diesen Strom verloren geht.

VIII. Die Inductionsconstante ε, welche in Nr. III, Gleichung 1), eingeführt wurde, und welche alle Formeln der NEUMANN'schen Untersuchungen begleitet, lässt sich nach denselben definiren als das Verhältniss der in einem Leiter von der Stromeinheit inducirten elektromotorischen Kraft e zu dem Potential P des inducirenden auf den von der Stromeinheit durchflossen gedachten inducirten Leiter in deren Anfangsstellung, wenn einer derselben aus der Nähe des andern bis zu unendlichem Abstand entfernt wird. Sonach wäre

$$\varepsilon = \frac{e}{P},$$

welche Definition namentlich aus den Gleichungen 1)—3) von Nr. VII hervorgeht, wenn man dort $P(s_{\prime\prime} \cdot s_{\prime\prime}') = 0$ und $i_{\prime} = i_{\prime\prime} = 1$ setzt. Eine zahlenmässige Darstellung jener Constante gab KIRCHHOFF [7]. Er fand, die Leitungsfähigkeit des Kupfers $= 1$ gesetzt, in preussischem Maasse

$$\varepsilon = \frac{1}{192 \text{ Quadratzoll}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

oder: „die Constante ε ist $= 1$, wenn man als Einheit der Geschwindigkeit die Geschwindigkeit von 1000 Fuss in der Secunde, als Einheit des Widerstandes den Widerstand eines Kupferdrathes von einer Quadratlinie Querschnitt und 0,434 Zoll Länge annimmt"; dieser Nachweis wurde etwa auf folgendem Wege gewonnen.

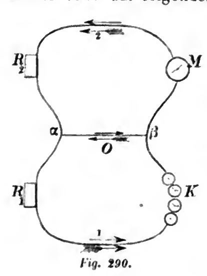


Fig. 290.

Zwei Spiralen R_1 und R_2 waren mit einem kleinen zu galvanischen Messungen vorgerichteten Magnetometer M und einer aus sechs DANIELL'schen Elementen bestehenden Säule K zu einer Kette zusammengestellt, und ein Punkt α zwischen beiden Spiralen war mit einem andern β zwischen Magnetometer und Säule durch einen kurzen Kupferdrath leitend verbunden. Hierdurch entstand das Schema der *Fig. 290*, der von K ausgehende Strom von der elektromotorischen Kraft E bewegte sich in den drei mit 1, 0, 2 bezeichneten Zweigen des Schliessungsdrathes, mit Intensitäten, welche durch J_1, J_0, J_2 bezeichnet und die Richtungen der gefiederten Pfeile haben mögen. Sind w_1, w_0, w_2 die bezüglichen Widerstände der drei Zweige, so ist

$$\left.\begin{aligned} J_1 &= \frac{E(w_0 + w_2)}{w_0 w_1 + w_0 w_2 + w_1 w_2} \\ J_2 &= \frac{E w_0}{w_0 w_1 + w_0 w_2 + w_1 w_2} \\ J_0 &= \frac{E w_2}{w_0 w_1 + w_0 w_2 + w_1 w_2} \end{aligned}\right\} \quad \frac{J_2}{J_1} = \frac{w_0}{w_0 + w_2} \quad \ldots \quad 2).$$

Ferner waren R_1 und R_2 so vorgerichtet, dass eine dieser Rollen in dem Hohlraum der andern Platz hatte, und dass, wenn beide gleichzeitig mit verticaler Axe auf dem Tische standen, ihre Mittelpunkte zusammenfielen. Durch Schnur und Rolle konnte die innere sehr rasch bis zu unverhältnissmässiger Entfernung aus der äussern gehoben werden. Hierdurch entstanden in beiden Rollen Inductionsströme von entgegengesetzter Richtung, deren jede sich durch dasselbe Zweigsystem ausglich, und zwar der von R_1 ebenfalls in der Richtung der gefiederten Pfeile, der von R_2 aber in der Richtung der ungefiederten Pfeile, also beide im Bogen 2) nach gleicher Richtung. Werden die dadurch inducirten elektromotorischen Kräfte von R_1 und R_2 mit e_1 und e_2, und die im Bogen 2) inducirten Stromstärken bezüglich mit i_2' und i_2'' bezeichnet, so ist

$$i_2'' = \frac{e_2(w_0 + w_1)}{w_0 w_1 + w_0 w_2 + w_1 w_2}; \qquad i_2' = \frac{e_1 w_0}{w_0 w_1 + w_0 w_2 + w_1 w_2}$$

und somit die Summe $i_2 = i_2' + i_2''$ beider Inductionsströme

$$i_2 = \frac{e_2(w_0 + w_1) + e_1 w_0}{w_0 w_1 + w_0 w_2 + w_1 w_2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3).$$

Würden beide Rollen von der Einheit des Stromes durchflossen, so würde jede in der andern dieselbe Summe von elektromotorischen Kräften e induciren. Da aber die Spirale R_1 von einer Stromstärke $= J_1$ durchflossen wird und die Spirale R_2 von einer Stromstärke $= J_2$, so ist die von der ersten in der letzteren inducirte elektromotorische Kraft

$$e_2 = J_1 e$$

und die von der letzteren in der ersten inducirte

$$e_1 = J_2 e$$

und somit

$$i_2 = e \frac{J_1(w_0 + w_1) + J_2 w_0}{w_0 w_1 + w_0 w_2 + w_1 w_2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

und wegen 1)

$$\frac{i_2}{J_2} = \frac{e}{w_0} \cdot \frac{(w_0 + w_1)(w_0 + w_2) + w_0^2}{w_0 w_1 + w_0 w_2 + w_1 w_2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5).$$

Bei den Versuchen selbst war w_0 gegen w_1 und w_2 verschwindend klein und somit

$$w_0 \frac{i_2}{J_2} = e \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6).$$

Ist nun P das aus den Dimensionen der Rollen R_1 und R_2 berechnete Potential für deren Anfangsstellung, und ist das Potential für die hier gewählte in unendlicher Entfernung befindliche Endstellung $= 0$, so wird

$$\varepsilon = \frac{e}{P} = \frac{i_2}{J_2} \frac{w_0}{P} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7).$$

Da nun der Widerstand w_0 des Verbindungsdrathes $\alpha\beta$ gemessen werden kann, so handelt es sich blos noch darum, das Verhältniss des durch den Zweig 2, also auch durch das Magnetometer gehenden Inductionsstromes i_2 gegen den ebenfalls durch dasselbe gehenden Antheil des primären Stromes J_2 zu ermitteln.

Nach der beschriebenen Anordnung erhält nämlich der Magnetometerstab infolge der Schliessung des primären Stromes eine constante Ablenkung A aus der natürlichen Gleichgewichtslage, durch welche J_2 gemessen wird. Sobald dann die eine Rolle von der andern entfernt wird, entsteht der momentane Inductionsstrom und bewirkt Oscillationen des Stabes um die neue Gleichgewichtslage, aus denen ihre Intensität nach bekannten Gesetzen berechnet werden kann, wenn der Ausschlagswinkel a und die Schwingungsdauer T des Stabes beobachtet wird. Infolge dessen würde

$$\frac{i_2}{J_2} = \frac{a}{A}\frac{\pi}{T}$$

und somit

$$\varepsilon = \frac{w_0}{P}\cdot\frac{a}{A}\cdot\frac{\pi}{T} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 8)$$

sein, woraus sich ungefähr der in 1) angeführte Werth ergeben haben würde. Die genauere Zahl entstand in Wahrheit durch Berücksichtigung verschiedener Einflüsse, die bei der gewählten Anordnung nicht vernachlässigt werden durften. Namentlich musste zunächst derjenige Inductionsstrom mit in Rechnung gezogen werden, welcher durch die Oscillationen des Magnetstabes in den Multiplicatorwindungen erregt wird, und dämpfend auf deren Ausschläge wirkt. Ferner wurde es wünschenswerth, die durch eine genaue Messung von w_0 herbeigeführte Schwierigkeit zu umgehen. Das geschah dadurch, dass mittelst einer genauer zu messenden Verschiebung eines Quecksilbernäpfchens unter dem Drath $\alpha\beta$ eine kleinere oder grössere Länge desselben in den Stromkreis eingefügt und dann zur Berechnung die Differenz der beiden Beobachtungsergebnisse für beide Drathlängen benutzt wurde, anstatt, dass in der obigen Formel die Kenntniss vom Widerstand des ganzen Drathes vorausgesetzt ist. —

IX. Dass gewisse Unterschiede zwischen der galvanometrischen und physiologischen Wirkung der Inductionsströme herrühren von einer verschiedenen Dauer derselben, hatte, wie schon oben, §. 38, Nr. VI, behandelt wurde, Dove nachgewiesen. Ein Maass über die absolute Dauer der durch plötzliche Stromesschwankungen inducirten Stösse konnte jedoch durch jene Untersuchungsmethode nicht gewonnen werden. Da gab Weber [8] ein Mittel an, um die Zeit summarisch zu messen, während welcher jene momentanen Ströme noch eine merkliche Wirkung äussern, welches im Wesentlichen darin bestand, dass er diese Ströme gleichzeitig durch das Elektrodynamometer und durch den Multiplicator eines Magnetometers gehen liess, und durch deren Ausschläge zwei verschiedene Ausdrücke für die Verlaufsdauer t und die Stärke i der Ströme gewann, aus denen durch Elimination von i der Werth von t ermittelt werden konnte.

Was zuerst das Magnetometer betrifft, so übt ein durch dessen Multiplicatorwindungen gehender, gegen seine Schwingungsdauer rasch verlaufender Strom ein Drehungsmoment auf dasselbe aus, welches dem magnetischen Moment m des Stabes und der Intensität des Stromes proportional ist. Bedeutet für kleine Ablenkungswinkel a eine Constante, so ist dasselbe

$$= a m i.$$

Ist ferner t die kleine Zeit der Einwirkung des Stromes und p das Trägheitsmoment des Stabes, so wird dieser sich sonach mit einer Geschwindigkeit

$$\frac{a m i}{p} t,$$

aus seiner Gleichgewichtslage herausbewegen. Vollführt nun der Magnet eine Reihe von Schwingungen, so wird er, abgesehen von etwaiger Dämpfung durch den Multiplicatordrath, stets mit derselben Geschwindigkeit wieder durch seine Gleichgewichtslage hindurchgehen. Hat er eine Schwingungsdauer s und eine kleine Schwingungsweite e, so ist bekanntlich jene Geschwindigkeit ebenso gross, als die gleichförmige Geschwindigkeit, mit welcher ein Körper einen Kreis vom Halbmesser der (als geradlinig zu betrachtenden) Schwingungsweite während der Zeit s durchlaufen haben würde. Es ist also

$$\frac{ami}{p}t = \frac{\pi e}{s} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 1).$$

Das Drehungsmoment ferner, welches der rasch verlaufende Strom auf die Bifilarrolle des Magnetometers ausübt, hängt, kleine Schwingungen vorausgesetzt, ab von einer für jedes Instrument zu bestimmenden Constanten b, von der Stärke i des Stromes in der Multiplicatorrolle und von derselben Stärke i desselben Stromes in der Bifilarrolle, ist also dem Quadrat der Stromstärke proportional, also

$$= bi^2.$$

Ist wie früher die Stromdauer t, ist aber das Trägheitsmoment der Bifilarrolle q, ihre kleine als geradlinig zu betrachtende Schwingunsweite ε und ihre Schwingungsdauer σ, so ist dem Vorigen analog

$$\frac{bi^2}{q}t = \frac{\pi\varepsilon}{\sigma} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 2).$$

Aus 1) und 2) kann aber i und t gesondert dargestellt werden und zwar ist

$$i = \frac{amq}{bq}\,\frac{\varepsilon s}{e\sigma} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 3)$$

und

$$t = \frac{\pi b p^2}{a^2 m^2 q}\,\frac{e^2\sigma}{\varepsilon s^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 4).$$

Beide Werthe sind somit vollkommen bestimmt, denn a, b, q, p, m, s und σ können ein für alle Male ermittelt werden, und ε und e werden durch Fernrohr und Scale am Dynamometer und am Magnetometer für jeden einzelnen Versuch abgelesen.

Da eine Anwendung dieses Principes auf die Dauer galvanischer Inductionsströme nicht gemacht worden ist, und da überdem die demnächst zu erörternde Methode überwiegende Vortheile bietet, mag ein weiteres Eingehen unterbleiben.

Nach ganz anderen Principien verfuhr nämlich Helmholtz [9], um ein Maass für die absolute Dauer der durch plötzliche Stromschwankungen inducirten Stösse zu gewinnen. Die hierüber, sowie über die Gesetze, nach denen solche scheinbar instantanen Ströme verlaufen, angestellten theoretischen und experimentellen Untersuchungen wurden zunächst durch Versuche über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Nervenreizungen veranlasst.

Vorzugsweise handeln die Untersuchungen von den durch die Schliessung eines Bogens in demselben inducirten Gegenströmen, indem gerade diese infolge der Bedingungen ihres Entstehens, namentlich aber wegen der ihnen gebotenen Bahn von constantem Widerstand voraussichtlich am regelmässigsten verlaufen müssen. Wird eine Volta'sche Säule von constanter Kraft durch eine Spirale geschlossen, so entwickelt sich in derselben ein Strom, der erst nach einer messbaren Zeit

bis zu einer merklich constanten Intensität angestiegen ist. Bis zu dieser Zeit betrachten wir den Strom als aus zwei Theilen bestehend, nämlich aus dem constanten primären Antheil, mit welchem er später zu fliessen fortfährt, und demjenigen Antheil, welcher Gegenstrom genannt wird, und welcher dem primären entgegengesetzt gerichtet, diesen anfangs mehr und dann immer weniger beeinträchtigt. Wie es nun möglich ist, die Dauer und den Verlauf dieses letzten Antheiles nach der von POUILLET [10] im Princip angegebenen Methode einer Messung zu unterwerfen, mag zunächst gezeigt und dann mögen die Versuche mitgetheilt werden, welche zur Bestätigung der aufgestellten Gesetze dienten.

Die Spirale mag zuvörderst blos von dem Gegenstrom durchflossen gedacht werden, und in der Nachbarschaft derselben mag ein Magnet schweben von unverhältnissmässig grosser Schwingungsdauer gegen die Zeit, in welcher der Gegenstrom verläuft. Der Magnet wird durch den Strom eine Ablenkung erfahren, und ist der Bogen derselben so klein, dass er mit dem Sinus verwechselt werden kann, so ist er proportional der Summe aller der Einzeleinwirkungen $\int_0^\infty i\,dt$, welche in jedem kleinsten Zeittheilchen dt von demselben ausgehen, wo also i die veränderliche Stärke des Gegenstromes ist. Bezeichnet man ferner mit J die constante Stärke des primären Stromes, mit P das Potential der Spirale auf sich selbst, mit W den Widerstand der ganzen Leitung, so ist der Ablenkungsbogen proportional

$$\int_0^\infty i\,dt = \frac{P}{W} J \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 5).$$

Würde ferner der primäre Strom allein während der sehr kurzen Zeit t auf den Magneten wirken, so würde derselbe um einen Bogen proportional

$$Jt \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 6)$$

abgelenkt werden.

Sollen die Ablenkungen durch beide Ströme einander gleich sein, so dürfte der primäre Strom nur während einer Zeit

$$t = \frac{P}{W} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 7)$$

auf den Magneten wirken. Da aber seine Intensität stets grösser ist, als die des Gegenstromes i nur werden kann, so folgt daraus zunächst, dass die Dauer des Gegenstromes grösser sein muss, als jene durch P und W bestimmbare Zeit t.

Um nun t möglichst gross zu machen, muss

$$P = \iint ds\,ds' \frac{\cos(ds\,ds')}{r}$$

[vergl. Nr. V, Gleichung 1)] einen möglichst grossen, W dagegen einen möglichst kleinen Werth erhalten. Was zuvörderst P anbetrifft, so wird dasselbe n mal grösser, wenn ds, ds', r mit nds, nds', nr vertauscht werden, d. h. wenn alle Lineardimensionen der Spirale um das n fache vergrössert werden. Hierdurch wird aber ferner die Länge des Drathes n mal, und der Querschnitt n^2 mal grösser, der Antheil des Widerstandes W also, der durch die Spirale dargeboten wird, n mal so klein. Den Antheil des Widerstandes W, welcher durch Kette und Verbindungsdräthe bedingt wird, kann man endlich durch Grösse der Erregerplatten, sowie durch dicke und kurze Dräthe ebenfalls willkürlich vermindern. Sonach ist man im Stande, die Dauer des Gegenstromes willkürlich zu vergrössern.

Nach den Versuchen von HELMHOLTZ ist für eine möglichst eng gewickelte Spirale von 64 Meter Kupferdrath, welche etwa 1 Kilogramm wog, $\frac{P}{W} = 0{,}00497$ Secunden. Die Fortpflanzungszeit der Elektricität in demselben ist dagegen über 10000 mal geringer, und sonach ist die Annahme gerechtfertigt, dass diejenige Gleichgewichtsstörung, welche zu dem Gegenstrom Anlass giebt, und somit auch dessen Intensität in jedem Moment dieselbe für alle Theile des Drathes ist. Findet das aber statt, so lässt sich das OHM'sche Gesetz mit aller Strenge auch auf die scheinbar momentanen Inductionsströme in geschlossenen Leitern anwenden. Bedenklich ist dagegen die Anwendbarkeit beim Endgegenstrom, indem dieser, wegen der Oeffnung seiner Bahn nur auf die kurze Dauer beschränkt ist, während welcher die an der Trennungsstelle übergerissenen und durch ihr Glühen den Oeffnungsfunken gebenden materiellen Theilchen die Leitung noch vermitteln, und indem über diese Dauer noch nichts Näheres hat ausfindig gemacht werden können, als dass sie äusserst kurz sein muss.

Sei nun behufs Anwendung des OHM'schen Gesetzes auf den Anfangsgegenstrom die ganze in dem Leiter vorhandene Stromstärke $= J_1$ und E die elektromotorische Kraft der VOLTA'schen Elemente, dann ist $P\frac{dJ_1}{dt}$ die elektomotorische Inductionskraft, und somit

$$J_1 W = E - P\frac{dJ_1}{dt} \quad \ldots \ldots \quad 8)$$

oder

$$\frac{-dJ_1}{\frac{E}{W} - J_1} = -\frac{W}{P}\,dt.$$

Durch Integration erhält man daraus

$$\lg\left(\frac{E}{W} - J_1\right) = -\frac{W}{P}t + C$$

oder, wenn man $J_1 = 0$ für $t = 0$ setzt,

$$J_1 = \frac{E}{W}\left(1 - e^{-\frac{W}{P}t}\right) \quad \ldots \ldots \quad 9).$$

Somit ist nach Analogie von Gleichung 1)

$$\int_0^t i\,dt = \frac{P}{W}J_1$$

$$= \frac{P}{W}\frac{E}{W}\left(1 - e^{-\frac{W}{P}t}\right) \quad \ldots \ldots \quad 10).$$

Hieraus geht hervor, dass die Dauer der Induction nicht begrenzt ist, sondern dass sich die Stärke des ganzen im Bogen umlaufenden Stromes asymptotisch demjenigen Werthe $\frac{E}{W}$ annähert, welcher ihm ohne Berücksichtigung des Gegenstromes nach dem OHM'schen Gesetze zukommt.

Um das hier aufgestellte Gesetz experimentell zu prüfen, war es nöthig, den Strom durch die Spirale rasch zu schliessen und nach verschieden kurzer in die Verlaufsdauer des Inductionsstromes fallender Zeit wieder zu öffnen. Hierzu diente

eine äusserst sinnreich construirte Wippe, deren wesentliche Theile in *Fig. 291* schematisch dargestellt, deren unwesentliche dagegen absichtlich in möglichst

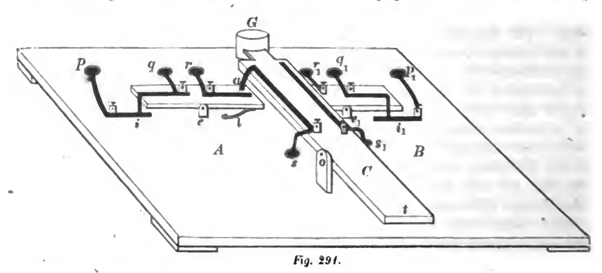


Fig. 291.

unbestimmter Form belassen wurden *. Dieselbe besteht aus zwei in einer Linie liegenden und zu einander symmetrischen Hebeln A und B, und einem dazu senkrechten C, deren feste Punkte sich in e, $e_{,}$ und o befinden. Die ersten beiden werden durch Federn wie l aufwärts gehalten, also bei i und $i_{,}$ niedergedrückt, der letztere wird bei t mechanisch niedergehalten. Alle drei bestehen aus Elfenbein und sind mit Metallleitungen versehen, welche den starken Linien der Zeichnung entsprechen, und durch welche Verbindungen mit den im Bodenbrett befindlichen Quecksilbernäpfchen p, q, r, s, $p_{,}$, $q_{,}$, $r_{,}$, $s_{,}$ vermittelt werden. Wird C bei t niedergedrückt, so heben sich die mit ihm fest verbundenen und von s und $s_{,}$ ausgehenden Leitungen von denen ab, die mit den Hebeln A und B fest verbunden sind und nach r und $r_{,}$ führen, so dass bei a und (bei dem durch den Hebel C verdeckten) $a_{,}$ Oeffnungen entstehen. Wird dann der Druck bei t aufgehoben, so fällt C durch ein bei G befindliches Gewicht, schliesst a und $a_{,}$ und bewirkt eine Drehung der Hebel A und B, so dass zwischen den mit ihnen fest verbundenen von q und $q_{,}$ ausgehenden, und den auf dem Bodenbrett befestigten und von p und $p_{,}$ ausgehenden Leitungen bei i und $i_{,}$ Oeffnungen entstehen. Um die Schliessungen bei a und $a_{,}$, sowie die Oeffnungen bei i und $i_{,}$ gleichzeitig, oder in willkürlich kurzen Zeiträumen nach einander bewirken zu lassen, sind die von C auf a und $a_{,}$, sowie von A auf i und von B auf $i_{,}$ herabführenden Leitungen durch unten vergoldete und mittelst Gegenmuttern feststellbare Metallschrauben hergestellt, die je nach der beabsichtigten Zeitdifferenz um eine willkürlich kleine Differenz aus ihren Hebeln hervorragen können. So verschiedene Combinationen diese Wippe auch zulässt, so würde der vorliegende Zweck etwa folgendermassen erreicht werden können. Bei a lässt man die die Leitung vermittelnde Schraube etwas weiter herabreichen als bei $a_{,}$ und verbindet die Poldräthe der Säule mit $q_{,}$ und r und die Enden der Spirale mit s und $p_{,}$. Sobald dann bei a geschlossen wird, circulirt der Strom im Kreise $r a s p_{,} i_{,} q_{,} r$. Einen Moment später drückt aber die Schraube bei $a_{,}$ auf den Hebel B und öffnet den Strom bei $i_{,}$. Beabsichtigt man ferner gleichzeitig mit der Oeffnung der Kette eine Nebenschliessung für die Spirale statt der Säule herzustellen, so kann diese zwischen $p_{,}$ und r eingefügt werden und s und $s_{,}$ ist dann direct mit einander zu verbinden.

Die früheren Rechnungen übertragen sich gemäss folgender weiterer Erwägungen auf die Versuche. In der Zeit zwischen der Schliessung bei a und der Berührung

* Eine ausführliche Zeichnung ist der citirten Originalabhandlung beigegeben.

bei $a_{\prime}$ oder der Oeffnung bei $i_{\prime}$ wirkt der primäre Strom und der Schliessungsgegenstrom, deren Gesammtintensität $= J_1$ ist, auf den neben der Spirale hängenden Magneten. Ist der möglichst kleine mit Spiegel, Scala und Fernrohr zu beobachtende Ausschlag vor dieser Einwirkung b_1 und wird, wenn der Magnet durch die Gleichgewichtslage geht, bei a so geschlossen, dass dadurch der Ausschlag zu b_2 vergrössert wird, so ist für eine Schwingungsdauer T

$$\frac{T(b_2 - b_1)}{2\pi} = \int J_{\prime} dt = \int_0^t J dt - \int_0^t i\, dt \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 11).$$

Setzt man nun für den gegenwärtigen Fall, wo nach kurzer Schliessung die Stromleitung blos geöffnet wird, $b_2 - b_1 = F$, so ist für $J = \frac{E}{W}$ und mit Benutzung der Gleichungen 6) und 10)

$$F = \frac{2\pi}{T} \frac{E}{W} \left[t - \frac{P}{W} \left(1 - e^{-\frac{W}{P} t} \right) \right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 12).$$

Ein Werth G für die durch den primären Strom allein hervorgebrachte Ablenkung $b_2 - b_1$ wurde ferner gewonnen, wenn gleichzeitig mit der Ausschaltung der Säule ein Drath eingeschalten wurde, der mit derselben gleichen Widerstand besass. Dadurch konnte der dem Schliessungsgegenstrom gleiche und entgegengesetzt gerichtete Oeffnungsstrom zu Stande kommen, und da dessen Werth, zu dem vorigen Ausdruck addirt, ist

$$G = \frac{2\pi}{T} \frac{E}{W} t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 13).$$

An diesen Formeln für F und G mussten noch Correctionen angebracht werden wegen der zu 0,000337 Secunden bestimmten Zeit, welche vergeht, bis sich der Stoss vom innern Ende der Hebel A und B zum äussern fortpflanzt, und um welche der Nebendrath früher geschlossen, als die Säule geöffnet wurde, sowie wegen der nicht vollkommen constanten Werthe von E und W.

Eine hiernach angestellte Versuchsreihe gab folgende zusammengehörige Werthe von G und F:

G beobachtet	F beobachtet	F aus G berechnet	Differenz.	Zeit in $^1/_{100}$ Secunde.
0,981	0,356	0,324	+ 0,032	0,038
2,286	0,920	0,870	+ 0,050	0,068
2,950	1,167	1,229	— 0,062	0,083
3,869	1,950	1,797	+ 0,153	0,103
4,076	2,120	1,928	+ 0,192	0,108
6,500	3,723	3,724	— 0,001	0,162
10,502	7,178	7,213	— 0,035	0,252
10,867	7,862	7,550	+ 0,312	0,260
10,865	7,887	7,750	+ 0,137	0,261
15,876	12,731	12,336	+ 0,395	0,372
16,212	12,995	12,679	+ 0,316	0,381
16,267	12,725	12,734	— 0,009	0,382
23,866	20,256	20,274	— 0,018	0,556
24,762	21,062	21,101	— 0,039	0,566

Durch diese Versuche ist nun die Intensität nicht direct als Function der Zeit bestimmt, sondern nur die Abhängigkeit der Intensität von ihrem Integral nach der Zeit. Die Versuche erweisen aber mit Zuversicht die verlangte Abhängigkeit zwischen G und F, und daraus lässt sich herleiten, dass keine andere Function der Zeit dieselbe Abhängigkeit zwischen der Zeit und ihrem Integral giebt, dass also i als Function von t nur eindeutig bestimmt sei. Danach wurde es auch möglich, die in der letzten Columne der vorstehenden Tabelle verzeichneten Zeiten, welche der Schliessung der Stromleitung entspricht, zu berechnen, indem dieselben nicht durch unmittelbare Beobachtung gewonnen sind.

Trotz aller Bemühungen war es nicht gelungen, mit der beschriebenen Vorrichtung die gewünschte Genauigkeit zu erzielen. Helmholtz construirte desswegen noch eine andere einfachere Wippe, welche jedoch nur eine Stromschliessung und nach einer gewissen kleinen Zwischenzeit eine Oeffnung der Leitung herbeiführen konnte. Dadurch wurde aber ein dreifach verzweigter Schliessungsdrath, und somit die Aufstellung weitläufigerer Formeln nöthig. Es mag hier jedoch genügen, die Methode der Messungen mitgetheilt zu haben und den Nachweis der Richtigkeit des aufgestellten Principes, weswegen auf eine Ausführung dieser Erweiterungen verzichtet wird. —

Die im Vorstehenden gegebenen Herleitungen beruhten auf der Annahme, dass die inducirte elektromotorische Kraft in demselben Moment vorhanden sei, in dem die inducirende Stromesschwankung auftritt. Helmholtz beweist diese Voraussetzung dadurch, dass sofort mit dem Unterbrechen der inducirenden Kraft auch der Inductionsstrom verschwunden ist. Zu dem Ende wurde der Oeffnungsstrom benutzt, und zwar wurde mittelst der beschriebenen Wippe die vorher geschlossen gehaltene Spirale geöffnet und unmittelbar darauf wieder durch eine Nebenschliessung geschlossen. Mochte nun die Zwischenzeit zwischen Oeffnung und Schliessung auch noch so kurz sein, so wurde weder durch einen Multiplicator noch durch den menschlichen Körper als Nebenleitung eine Spur von Inductionswirkung empfunden. Die hierüber angestellten Messungen zeigten, dass jedenfalls nach Verlauf von einer zehntausendstel Secunde zwischen Unterbrechung und Wiederschliessung des Bogens alle inducirende Wirkung verschwunden sei. Ebenso verhielt sich der Nebenstrom in einer von dem primären Schliessungsbogen gesonderten Spirale.

Anders war es aber, wenn der primäre Strom ausser der Inductionsspirale noch eine geschlossene und geschlossen bleibende Leitung in seinem Wirkungskreis vorfand, wie etwa sich berührende Windungen der Inductionsspirale oder massive Eisenkerne u. s. w. Unter solchen Umständen entstehen secundäre Ströme in diesen geschlossenen Leitungen, welche so langsam verlaufen, dass in der Zwischenzeit die Schliessung der andern Leitung bewirkt und dann tertiäre Ströme in derselben inducirt werden können. Die hieraus hervorgehende Trägheit beim Verschwinden des Elektromagnetismus in soliden Eisenkernen nach Oeffnung des magnetisirenden Stromes ist schon lange bemerkt, aber noch immer zum Theil (vergleiche Nr. XI u. ff.) einer verzögernden Wirkung durch die Coercitivkraft des Eisens zugeschoben worden. Durch eigens hierüber mit der Wippe angestellte Versuche beweist aber Helmholtz, dass durch Vertheilung des Eisens in Dräthe die Nachwirkung um so mehr verschwindet, je feiner die Dräthe sind, bis sie endlich bei Bündeln von sorgfältig gefirnisstem sogenannten Blumendrath vollständig verschwunden war. In linearen Eisenstücken können sich sonach die Gleichgewichtszustände der magnetischen Vertheilung in unmessbar kurzer Zeit herstellen.

Der Mangel einer inducirenden Nachwirkung beim Oeffnen des primären Stro-

mes führt ferner zu der Folgerung, dass der beim Unterbrechen der primären Leitung in einer geschlossenen Nebenspirale inducirte Strom in unmessbar kurzer Zeit zum Maximum seiner Intensität aufsteigt, und dann allmälig wieder sinkt. Geschieht nun die Schliessung der Nebenspirale durch den menschlichen Körper, so wird, da die physiologische Wirkung immer der Plötzlichkeit der Stromesschwankungen proportional ist, im vorliegenden Falle fast nur das Aufsteigen, und kaum das Absteigen des Nebenstromes empfunden. Das bestätigen die Versuche. Wird nämlich durch die Wippe die Leitung der Nebenspirale kurz nach Unterbrechung der inducirenden Spirale geöffnet, und geschieht das unter sonst gleichen Umständen in immer kürzeren Intervallen, so wird dadurch die physiologische Wirkung nicht im geringsten geschwächt, sie hört aber plötzlich auf, sobald beide Unterbrechungen zusammenfallen.

Geschieht dagegen das Oeffnen der primären Leitung allmälig, so ist dem entsprechend das Ansteigen des Nebenstromes auch ein minder steiles. Ein allmäliges Oeffnen tritt aber dann ein, wenn die Unterbrechung durch langsames Herausziehen eines amalgamirten Drathes aus Quecksilber bewirkt wird, oder zwischen lockeren leicht zerstäubenden Metallen. Der hierbei sich abhebende Quecksilberfaden, sowie die den Trennungsfunken gebenden sich zerstreuenden Metalltheilchen vermitteln noch auf einige, wenn auch überaus kurze Zeit die Leitung. In Wahrheit ist auch unter diesen Bedingungen die physiologische Wirkung merklich schwächer, als wenn der Drath möglichst rasch aus dem Quecksilber gezogen, oder wenn die Unterbrechung zwischen sehr harten und schwer zerstörbaren Metallen geschieht.

Auch bei den Messungen über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektricität müssen die hier nachgewiesenen Verzögerungen der Schliessung und Oeffnung durch die Inductionswirkung berücksichtigt werden. Bei den bisherigen Messungen ist das noch nicht geschehen, weshalb ihre Ergebnisse zweifelhaft werden, um so mehr, als gerade dann geringere Geschwindigkeiten gefunden worden sind, wenn diese Inductionswirkungen nachweislich stärkere verzögernde Einflüsse bedingen mussten. In der Einschaltung von Spiralen und Elektromagneten in die zu den Versuchen benutzten Telegraphendräthe, sowie in dem Stromverlust durch deren unvollkommene Isolation sind die wesentlichsten Bedingungen zu verzögernden Inductionswirkungen gegeben. —

X. Die stärkste Inductionswirkung, welche man überhaupt durch einen Magnetstab in einem geschlossenen Umlauf erzielen kann, ist diejenige, welche man durch Abziehen einer um die Mitte des Stabes gelegten Spirale über einen seiner Pole, durch Umdrehen derselben und Wiederaufschieben in der umgekehrten Lage auf denselben Pol erhält. Dieses Verfahren wurde schon oben, §. 34, Nr. VII, behandelt, und mit dem Namen eines Wechsels bezeichnet. Gauss [11] hatte eine Vorrichtung angegeben, welche er den Inductor zum Magnetometer nannte, und welche wesentlich aus einem langen aufgerollten Drath bestand, dessen Enden mit den Multiplicatorenden eines Magnetometers in Verbindung standen. Durch Abziehen und Aufschieben desselben auf einen kräftigen Magnetpol konnten Ströme von stets constanter Stärke hervorgerufen werden, welche unter anderen von Weber [12] zu Widerstandsmessungen benutzt wurden. So lange es sich nun blos darum handelt, einen Strom von recht constanter Stärke zu erhalten, ist dieser Inductor sehr zweckmässig. Das Magnetometer misst nämlich das Product der Stärke in die Dauer das Stromes. Da nun die Stärke direct proportional ist der Geschwindigkeit, mit welcher der Inductor bewegt wird, die Dauer aber derselben umgekehrt proportional ist, so hängen die Galvanometerablenkungen nicht mehr von kleinen Unregelmässigkeiten in der Bewegung des Inductors ab, wenn nur überhaupt die

zu einem Wechsel verwandte Zeit kurz ist gegen die Schwingungsdauer des Magnetometerstabes.

Kommt es aber vorzugsweise darauf an, Ströme von längerer Dauer zu haben, so lassen sich dieselben durch das angewandte Verfahren nur sehr mühsam gewinnen, indem das Abziehen, Drehen und Wiederaufsetzen des Inductors bis zur Mitte des Magneten durch einfache mechanische Mittel nur schwierig zu bewirken ist. Weber [13] zog es daher vor, den Antheil der freien Magnetkraft ungenutzt zu lassen, welcher längs des Stabes vertheilt ist, und den Inductor blos in der Nähe der Pole rotiren zu lassen. Die hierzu gebrauchte Vorrichtung nannte er **Rotationsinductor**, und construirte sie nach folgenden Principien.

Es mögen zwei Magnetstäbe mit einander zugewandten befreundeten Pole in eine gerade Linie gelegt werden. Die Orte der beiden Pole mögen in *Fig. 292* sowie in der nebenstehenden Tabelle mit *A* und *B* bezeichnet sein, ihr Abstand sei gleich der Einheit und werde in 10 Theile getheilt. Diese Theile messen in der Richtung *AB* die Abscissen x, und senkrecht dazu die gleich grossen Ordinaten y, während *A* als Coordinatenanfangspunkt genommen wird. Wenn man nun ein an irgend einer Kreuzungsstelle des so gewonnenen Liniennetzes befindliches Drahtelement plötzlich sehr weit entfernt, dann umdreht und an dieselbe Stelle zurückversetzt, so wird während dieser Operation in dem Element ein Strom inducirt, dessen Stärke derjenigen Zahl proportional ist, mit welcher die Stelle in der Tabelle bezeichnet ist. Die Zahlen sind nach einer von Gauss aufgestellten, aber nicht näher entwickelten Formel

$$\frac{1}{y}\left[2-\frac{1}{\sqrt{1+\frac{y^2}{x^2}}}-\frac{1}{\sqrt{1-\frac{y^2}{(1+x)^2}}}\right]$$

unter der Voraussetzung berechnet, dass die abgewandten Magnetpole zu weit entfernt seien, um einen merklichen Einfluss üben zu können. Eine graphische Darstellung der Zahlen giebt die *Fig. 292*

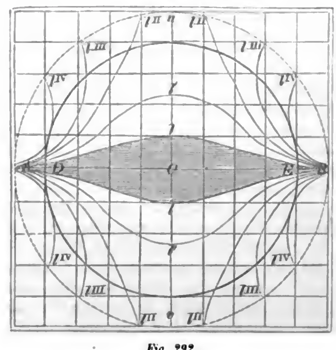


Fig. 292.

	185	156	134	121	117	121	134	156	185	
	211	165	133	115	110	115	133	165	211	
	245	170	125	102	95	102	125	170	245	
	288	161	103	78	71	78	103	161	288	
	299	113	61	43	39	43	61	113	299	
A	0	0	0	0	0	0	0	0	0	*B*
	299	113	61	43	39	43	61	113	299	
	288	161	103	78	71	78	103	161	288	
	245	170	125	102	95	102	125	170	245	
	211	165	133	115	110	115	133	165	211	
	185	156	134	121	117	121	134	156	185	

und zwar sind

die mit	40	bezeichneten Punkte	durch	die	Linie	AC	B
„ „	80	„	„	„	„	„	AC^{I}	B
„ „	120	„	„	„	„	„	AC^{II}	B
„ „	160	„	„	„	„	„	AC^{III}	B
„ „	200	„	„	„	„	„	AC^{IV}	B

unter einander verbunden. Anstatt aber das Drathelement unverhältnissmässig weit von der ihm zugewiesenen Stelle zu entfernen, genügt es, dasselbe nur im Kreise um ein auf der Linie uv liegendes Centrum zu drehen, ohne dass dadurch die Stärke des inducirten Stromes beeinträchtigt würde. Hiernach leuchtet ein, dass über den disponibeln Raum am zweckmässigsten verfügt wird, wenn man die zu inducirende Drathmasse um AB als Axe so lange aufwindet, bis eine Kugel vom Durchmesser des Abstandes AB der Pole, oder — da dieselben meist im Innern der Stäbe liegen — vom Durchmesser des Abstandes, etwa DE gebildet worden ist. Dreht man diese Kugel um die senkrecht auf der Mitte von DE stehende Axe uv, so addiren sich die sämmtlichen in der Tabelle beziehungsweise angegebenen Kraftmengen zu einem gemeinsamen Strom.

Für die innersten Drathwindungen des Inductors wird, wie die Tabelle ausweist, nur eine sehr geringe Kraft gewonnen. Es ist daher zweckmässig, statt derselben einen Eisenkern zu substituiren, und durch den beim Rotiren in ihm wechselnden Magnetismus indirect Ströme in den umgebenden Drathwindungen zu induciren. Sollen auf diese Weise alle Drathwindungen, welche durch eine höchstens mit 80 zu bezeichnende Kraftmenge erregt werden würden, durch einen Eisenkern ersetzt werden, so würde derselbe die Form des schraffirten Antheiles der Figur $AlBl$ haben.

Wird nun auch durch Einführung des Eisenkernes die Stärke des Stromes so überwiegend vermehrt, dass die Aenderung von dessen Polarität als die wesentlichste inducirende Kraft angesehen werden kann, so gewähren doch jene Rollen weit geringere Vortheile, als andere in Vorschlag gebrachte, und Inductorrollen mit 2 Paaren von Magnetpolen genannte Vorrichtungen. Anstatt nämlich ein Drathelement aus einem Ort des Magnetfeldes fort und in umgekehrter Lage wieder an denselben Ort zurückzubewegen, kann man dieselbe Wirkung erzielen, wenn man das Element, ohne dessen Richtung zu ändern, aus einem Magnetfeld in ein Magnetfeld von entgegengesetzter Beschaffenheit versetzt. Zwei benachbarte entgegengesetzt beschaffene Magnetfelder erhält man aber, wenn man zwei Hufeisenmagnete in derselben Ebene mit den befreundeten Polen einander gegenüber legt (vergl. Sinsteden's Construction in *Fig. 251*) und beträchtliche Zwischenräume zwischen den entsprechenden Polen der verschiedenen Magnete lässt. Der Abstand zwischen zwei entgegengesetzten Polen (sei es derselben Magnete, wie bei Sinsteden's Construction, oder auch der verschiedenen, wie es Weber vorzuziehen scheint) bestimmt die Höhe der, am zweckmässigsten cylindrischen, Inductorrolle. Diese wird aus einem Magnetfeld in das andere versetzt, wenn man sie mit einer zwischen beiden Feldern liegenden Rotationsaxe in Verbindung bringt und durch dieselbe bewegt. Mit grossem Vortheil sind an derselben Rotationsaxe zwei einander gegenüberstehende Inductorrollen angebracht.

Weber untersucht nun, wie eine Inductorrolle beschaffen sein muss, um eine gegebene Drathmasse am vortheilhaftesten zu verwenden, lässt aber vorläufig den für die Praxis wichtigsten Fall ausser Acht, bei welchem der Drath einen Eisenkern enthält, und untersucht nur den, wo der Drath zu einem massiven Cylinder aufgewunden ist. Multiplicirt man nämlich die obige Formel mit $2\pi y$, sowie mit dx und dy und integrirt sie zweimal zwischen den Grenzen, welche sowohl durch die Abstände der Polflächen, als auch durch die innern und äussern Halbmesser

(ϱ und r) des Cylinders gegeben sind, so findet sich, wenn man in gewöhnlicher Weise das Maximum der Wirkung untersucht, ein Verhältniss zwischen Höhe und Halbmesser des cylindrischen Inductors wie 1 : 3,368 als das günstigste. Setzt man aber voraus, was dort nicht geschah, dass die Pole nicht in den Endflächen liegen, sondern dass der Abstand der letzteren von einander $^3/_4$ vom Abstand der Pole sei, so ergiebt sich ein Verhältniss 1 : 3,95. — Berechnet man ferner die Gesammtwirkung aller Windungen für den letzteren, sowie für den kugelförmigen Inductor, so zeigt sich, dass bei gleicher Drathmenge der kugelförmige Inductor mehr als $2\frac{1}{2}$ schwächer wirkt, als der andere, wozu noch kommt, dass die cylindrischen Inductionen bezüglich einer bessern Benutzung der Magnetkraft, sowie wegen leichterer Ausführung den Vorzug verdienen. —

Apparate nun, wie die beschriebenen, bei denen nur Drathrollen ohne eingelegten Eisenkern vor permanenten Magneten rotiren, geben Ströme, deren Stärke der Geschwindigkeit des Drehens proportional ist. Anders verhalten sich dagegen solche Apparate, bei denen die Drathrollen ausser der unmittelbaren Wirkung der Magnete auch noch die mittelbare der durch die permanenten Magnete polarisirten Eisenkerne erfahren, auf welche sie gewunden sind. Es ist nämlich — gleichviel, aus welchem Grunde — immer eine gewisse Zeit nöthig, damit das weiche Eisen unter Einfluss einer magnetisirenden Ursache das Maximum des Magnetismus aufnehme, oder beim Entfernen jener Ursache den Magnetismus gänzlich verliere. Den Einfluss dieser Verzögerung auf die dadurch inducirten Ströme zu ermitteln, ist der Gegenstand einer weiteren Untersuchungsreihe WEBER's [14].

Hierzu wurde eine Holzkugel von 100 ^{mm} Durchmesser in der Richtung eines Durchmessers mit einem Loch versehen, in welches sie einen Eisencylinder von 71 ^{mm} Höhe und 29 ^{mm} Dicke aufnehmen konnte. Senkrecht zu dieser Durchbohrung war eine Hohlkehle in die Kugel gedreht, in welche 3600 Windungen Kupferdrath eingelegt wurden. Ein die Drathlage umschliessender Ring trug die Zapfen der Drehungsaxe, von denen einer mit einem Zahnrad zur Uebertragung der Drehung einer Welle auf die Kugel versehen war, der andere mit einem Commutator, um den bei der Drehung in den Drathwindungen inducirten Wechselstrom mit constanter Richtung zum Multiplicator eines Magnetometers führen, und durch dasselbe dessen Stärke unter verschiedenen Umständen messen zu können. Die so gewonnene Inductionsrolle wurde nun ohne und mit einliegendem Eisenkern gebraucht. Ingleichen wurden Versuchsreihen angestellt, bei denen blos der Erdmagnetismus inducirend wirkte, und andere, bei denen kräftige Magnetbündel aus der Entfernung, und wieder andere, bei denen dieselben in nächster Nähe inducirten. Die Mittel aus den verschiedenen Versuchsreihen sind in der folgenden, von selbst verständlichen Tabelle zusammengestellt.

Inducirende Kraft	Beschaffenheit des Inductors	Umdrehungszahl desselben in 7 Secunden	Stärke des Inductionsstromes
Erdmagnetismus	ohne Eisenkern	40	$A = 68,55$
Ferne Stabmagnete *	ohne "	20	$B = 145,55$
Ferne Stabmagnete	ohne "	40	$C = 290,99$
Ferne Stabmagnete	mit "	20	$D = 339,47$
Ferne Stabmagnete	mit "	40	$E = 635,72$
Nahe Stabmagnete ** ...	ohne "	20	$F = 203,70 \cdot m$ ***
Nahe Stabmagnete	mit "	20	$G = 525,63 \cdot m$
Nahe Stabmagnete	mit "	40	$H = 900,71 \cdot m$

* Der Abstand der Polenden der Stabmagnete betrug 915 ^{mm}, und mitten zwischen ihnen rotirte die Inductionskugel

** Der Abstand der Polenden der Stabmagnete betrug 117 ^{mm}, und mitten zwischen ihnen rotirte die Inductionskugel

*** m ist $= 25,46$; es ist dieses m dadurch entstanden, dass ein Theil des Inductionsstromes vor dem Multiplicator abgezweigt werden musste, damit eine Messung möglich werden konnte.

Aus diesen Versuchen leitet nun Weber eine Anzahl Schlüsse her, von denen die folgenden als die zunächst wichtigsten hervorgehoben werden mögen:

1. Der Zeitraum, welcher zur Bildung eines galvanischen Stromes in einem $\frac{1}{2}$ Meile langen Drath erfordert wird, ist gegen $\frac{7}{80}$ Secunden unmerklich. Die gesammte Drathleitung nämlich, welche vom Strome durchflossen werden musste, betrug $\frac{1}{2}$ Meile. Wäre nun zur Bildung des Stromes in derselben eine gewisse Zeit nothwendig, welche gegen die, beim zweiten Versuch statthabende Geschwindigkeit von 20 Umläufen oder 40 Wechseln des Commutators in 7 Secunden nicht verschwindet, so müsste die Stromkraft bei der doppelten Anzahl von Wechseln des dritten Versuches stärker beeinträchtigt werden, als bei der einfachen Zahl jenes Versuches. Es ist aber das nicht der Fall, vielmehr ist C so gut als genau $= 2B$.

2. Der Magnetismus in einem massiven Kern von weichem Eisen braucht längere Zeit, um bei Umkehrung der Pole die neue Gleichgewichtslage anzunehmen, als die Elektricität im Kupferdrath, um beim Stromwechsel sich entgegengesetzt zu bewegen. Wäre bei Umkehr der Polarität im weichen Eisen keine bemerkbare Zeit verflossen, so müsste E doppelt so gross sein als D, beide verhalten sich aber wie 15 : 8 anstatt wie 16 : 8. — In wieweit jedoch die Ergebnisse der Nummern 2 bis 4 modificirt werden müssen, wird aus dem weiteren Gang der Mittheilungen erhellen.

3. Die Herstellung des magnetischen Gleichgewichtes nach einer grössern Störung erfordert mehr Zeit als nach einer geringern. Dieses geht aus den vier Versuchen mit fernen und nahen Magnetstäben, sowie mit je verschiedenen Rotationsgeschwindigkeiten des Inductors hervor. Die Kraftzunahme bei grösserer Geschwindigkeit für ferne Magnete, also für geringe Kraftstörung ist $\frac{E-D}{D}$ nahe $= \frac{49}{56}$; die entsprechende Zunahme für nahe Magnete, also für grosse Kraftstörung ist aber $\frac{H-G}{G}$ nahe $= \frac{40}{56}$.

4. Je stärker die auf das weiche Eisen wirkende magnetische Scheidungskraft ist, um so geringer wird das Verhältniss des bei rascheren Wechseln gegen langsamere geschiedenen Magnetismus. Die Quantität des im weichen Eisen geschiedenen Magnetismus ist den vom Eisen allein erregten Inductionsströmen jedesmal proportional. Diese ergiebt sich aus voriger Tabelle

für ferne Magnetstäbe	bei	20	Drehungen	$= D - B$	$= 193{,}92$
„ „	„	„ 40	„	$= E - C$	$= 344{,}75$
„ nahe	„	„ 20	„	$= G - F$	$= 321{,}93 \cdot m$
„ „	„	„ 40	„	$= H - 2F$	$= 493{,}51 \cdot m.$

Das Verhältniss des bei doppelter und bei einfacher Geschwindigkeit in derselben Zeit ausgeschiedenen Magnetismus für schwache Kraft ist demnach $\frac{E-C}{D-B} = \frac{344{,}75}{193{,}92} = \frac{1{,}78}{1}$, woraus sich das Verhältniss des bei einem einfachen Wechsel ausgeschiedenen Magnetismus $= \frac{0{,}89}{1}$ ergiebt. Für die stärkere findet sich das analoge Verhältniss $\frac{H-2F}{G-F} = \frac{493{,}51}{321{,}93} = \frac{1{,}53}{1}$ und sonach das Verhältniss für einen einfachen Wechsel $= \frac{0{,}765}{1}$. Bei schwacher Kraft und doppelter Geschwindigkeit werden also für

jeden Polarwechsel *0,89* derjenigen Menge von Magnetismus im weichen Eisen zur Vertheilung gebracht, die bei einfacher Geschwindigkeit vertheilt wird; dagegen werden bei starker Kraft und doppelter Geschwindigkeit nur *0,765* der Menge zur Vertheilung gebracht, die bei einfacher Geschwindigkeit vertheilt wird.

5. Die Induction, welche durch Einlegung des weichen Eisens in den hier gebrauchten Inductor gewonnen wird, beträgt etwa 17mal so viel, als die, welche durch Drathwindungen anstatt des Eisens gewonnen werden könnte. Die Induction, welche das weiche Eisen bei entfernten Magneten und bei 20 Umdrehungen hervorbringt, verhält sich zu derjenigen, welche ohne dasselbe durch die entfernten Magneten allein hervorgebracht wird, wie $\frac{D-B}{B} = \frac{193,92}{145,55}$, d. i. nahe $= \frac{4}{3}$. Will man statt des Eisencylinders eine Drathmasse von gleichen Dimensionen substituiren, so erhält man die in derselben durch entfernte Magnete inducirte Kraft, wenn man bedenkt, dass die inductorische Kraft eines Ringes dem Quadrate seines Halbmessers proportional ist. Berechnet man danach die Summe der Kräfte, welche in allen, den Raum des Eisencylinders einnehmenden Ringen erregt werden, so ergiebt sich eine Kraft $= \frac{1}{12,42}$ derjenigen des äussern Inductorringes, um welche also die in letzterem allein inducirte Kraft vermehrt werden würde (abgesehen von dem gleichzeitig mit hinzugekommenen Widerstand). Wird aber hier $\frac{1}{12,42}$, dort dagegen $\frac{4}{3}$ gewonnen, so wird durch das weiche Eisen die $\frac{49,68}{3}$, d. i. die fast 17fache Kraft gewonnen.

XI. Die augenscheinliche Verwandtschaft der Inductionsströme mit den gewöhnlichen Hydroströmen macht es zur Bedingung, auch auf diese das OHM'sche Gesetz in Anwendung zu bringen, also die elektromotorische Kraft von den durch die Ströme zu überwindenden Widerständen zu trennen. Für die dauernden Ströme einer magnetoelektrischen Maschine stellen sich dem keine theoretischen Schwierigkeiten entgegen. Eine eingehendere Rechtfertigung, die Anwendbarkeit des OHM'schen Gesetzes auf alle Inductionsströme betreffend, sowie ein näherer Nachweis dessen, was unter der elektromotorischen Kraft eines inducirten Stromes verstanden werden muss, ist aber mittlerweile in Nr. III und Nr. IX gegeben worden. POGGENDORFF [15] gewann zuerst auf experimentellem Wege ein Maass für die elektromotorische Kraft der durch die SAXTON'sche Maschine inducirten Ströme: Zu dem Ende brachte er diese in verschiedenen Versuchsreihen nebst einem oder mehren Kupferzinkpaaren und mit einem Galvanometer in den Stromkreis. Die Maschine war mit einem Commutator versehen nach Art der in den *Figg. 243—245* abgebildeten, und die Galvanometernadel war soweit gehemmt, dass sie blos zwischen + 10° und — 10° ausschlagen konnte. Wurde nun die Maschine gedreht, so wurde durch den Commutator der Strom der Maschine und der der Säule stets gleichzeitig unterbrochen, und geschah die Drehung in einem solchen Sinn, dass beide Ströme einander entgegenliefen, so zeigte sich, dass bei 8 ganzen Umläufen des Ankers in 1 Secunde drei Elemente gerade hinreichten, um den Strom der Maschine zu compensiren. Wenn die auf *Fig. 243* abgebildete Hakenvorrichtung zur Commutation angewandt wurde, und die Haken der Ebene der Ankeraxe parallel standen, so war der Strom der Maschine etwas überwiegend, zum Beweis, dass die stärkste Inductionswirkung dann stattfindet und zur Geltung kommt, wenn die Rollen in der äquatorialen Lage stehen und die Eisenkerne ihre Polarität wechseln. — Bei dieser Aequilibrirung beider Ströme zeigte sich, dass es, wie in FECHNER's *Experimentum crucis*, weder auf die Plattengrösse, noch auf die Ladung

der Säule ankam, indem ja ihre elektromotorische Kraft von beiden unabhängig ist. —

In anderer Weise führt Weber [16] die Messung der elektromotorischen Kraft durch, um danach (oder was dasselbe ist, nach deren Hälfte) das Maass der Wirksamkeit der Maschinen zu bestimmen. Er schliesst nämlich den Strom der mit constanter Geschwindigkeit gedrehten Maschinen mittelst einer Drathspirale und lässt die letztere aus der Ferne auf ein transportables Magnetometer wirken, an welchem er die Ablenkungen mit Fernrohr, Spiegel und Scale in bekannter Weise beobachtet. Da nun die elektromotorische Kraft der Maschine gleich dem Product der Stromstärke in dem Leitungswiderstand ist, welchen ihre Inductionsrollen dem Strome darbieten, so wird das vorgesteckte Ziel erreicht, wenn die beiden letzten Constanten gesondert, bestimmt und mit einander multiplicirt werden.

Zuerst geschah dieses für eine grosse Stöhrer'sche Maschine mit drei Magneten, derart, dass man die von ihr ohne und mit einem eingeschalteten Drath am Magnetometer hervorgebrachte Ablenkung mass, und daraus nach dem Ohm'schen Gesetz die elektromotorische Kraft und die Widerstände berechnete. Wurden nun diese Bestimmungen für verschiedene Polwechsel der inducirenden Eisenkerne in gleichen Zeiten ausgeführt, so ergaben sich die in folgender Tabelle zusammengestellten Zahlen.

Zahl der Wechsel in 1 Secunde n	Magnetometerablenkungen in Scalentheilen S	$\frac{S}{n} = \alpha$
27,90	89,150	3,19
33,48	95,263	2,84
44,64	101,646	2,28

Die in der zweiten Columne verzeichneten Magnetometerablenkungen sind die Maasse für die Stromstärken. Es zeigt sich nun aus den Quotienten der dritten Columne, dass die Stromstärken keineswegs proportional sind der Anzahl von Wechseln in gleichen Zeiten, die Zahlen α müssten sonst constant sein. Den Grund davon sieht Weber in der, infolge einer hypothetischen Coercitivkraft des Eisens, um so unvollkommener bewirkten Magnetisirung des Ankers, als die Drehung rascher geschieht. Aller Wahrscheinlichkeit nach erreicht nun die Stromstärke für eine gewisse Anzahl von Wechseln ein Maximum, und nimmt von da an wieder ab. In dieser Voraussetzung stellt Weber die Beziehung zwischen der Stromstärke s und der Anzahl n von Wechseln dar durch die Formel

$$S = \frac{an}{1 + bn + cn^2}, \quad \text{wo} \quad \begin{cases} a = 5{,}74435 \\ b = 0{,}019593 \\ c = 0{,}0003297 \end{cases}$$

bedeutet, welche Zahlen aus den Versuchen berechnet worden sind.

Um Maschinen von verschiedener Construction unter einander zu vergleichen, wurden ähnliche Bestimmungen auch für eine Örtling'sche Maschine getroffen, welche nur einen einzigen, aber einen sehr starken Magneten besass. Der dritte Theil der elektromotorischen Kraft der Stöhrer'schen Maschine (entsprechend der von einem Magneten derselben ausgehenden Erregung), verglichen mit der Örtling'schen, gab ein Verhältniss 0,71 : 1. — Endlich wurde die Stöhrer'sche Maschine noch mit einem Bunsen'schen Kohlenzinkelement verglichen, wobei sich zeigte, dass erstere bei 55 Wechseln in 1 Secunde dem letzteren nur um etwa ein Drittel nachgestanden haben würde.

XII. Nach den im Vorangehenden behandelten Untersuchungen machte Weber die Beobachtung, dass mit Zunahme der Rotationsgeschwindigkeit die elektromotorische Kraft der magnetoelektrischen Maschinen vermindert wird, und die Erklärung wurde in einer dem Eisenkern des Inductors inwohnenden Coercitivkraft gefunden.

Eine andere Beobachtung machte Jacobi[17]. Er fand nämlich, dass die elektromotorische Kraft der magnetoelektrischen Maschinen erhöht wird, wenn man durch Einschaltung eines grössern Widerstandes die Stromstärke vermindert. Einen Beweis dafür liefern die in der folgenden Tabelle zusammengestellten Versuche, welche alle mit derselben Rotationsgeschwindigkeit von 18,4 Wechseln in der Secunde angestellt wurden.

Nummer der Versuche	Totaler, in der Kette befindlicher Leitungswiderstand	Ablenkung an der Tangentenbussole	Elektromotorische Kraft
1	67	37° 20′	51,10
2	77,6	35	54,34
3	88,2	32 30	56,19
4	98,8	29 40	56,28
5	109,4	27 50	57,76
6	120	24 20	54,27
7	130,8	22 30	54,18
8	147	20 50	55,94
9	174	18 30	58,22
10	201,5	16 30	59,69
11	229	14 40	59,94
12	285	12 10	61,45
13	243	10 20	62,36
14	400	9 20	65,76

Hierzu muss die Bemerkung gefügt werden, dass durch eine zufällige Störung nach dem fünften Versuch die Maschine eine Veränderung erlitt, und somit die Versuchsreihe gleichsam in zwei unter einander nicht vergleichbare Theile zerfällt; sowie, dass der sechste Versuch durch Lockerung der die Drehung vermittelnden Schnur verdächtig ist. Im Allgemeinen zeigt aber die Reihe eine für dieselbe Drehgeschwindigkeit statthabende Zunahme der elektromotorischen Kraft bei Abnahme der Stromstärke. Jacobi erklärt diese Thatsache in folgender Weise. Die elektromotorische Kraft hängt ausser von der unmittelbaren Einwirkung der Magnete auf die Inductionsdräthe wesentlich ab von der Stärke des in den Eisenkernen in Bewegung befindlichen Magnetismus. Diese Bewegung wird allerdings veranlasst durch die Entfernung und Annäherung der Eisenkerne an die Magnetpole, sie wird aber verzögert durch die in den umgebenden Spulen circulirenden Inductionsströme, welche ja stets den entgegengesetzten magnetisirenden Effect hervorzubringen streben, als derjenige ist, dem sie ihre Entstehung verdanken. Je schwächer nun diese Ströme sind, desto geringer ist die Verzögerung, desto stärker also die

elektromotorische Kraft. Und ein Schwächen dieser Ströme wird durch Einschaltung eines ausserwesentlichen Widerstands in den Stromkreis bedingt.

Veranlasst durch die soeben besprochenen Untersuchungen WEBER's und JACOBI's, meinte LENZ sowohl die Nichtproportionalität der elektromotorischen Kraft zur Drehgeschwindigkeit der Inductoren, als auch die Erhöhung derselben mit Verminderung der Stromstärke auf ein gemeinsames Princip zurückzuführen. In einer ersten Abhandlung [18] wendet er sich gegen WEBER's Ansicht, dass die Nichtproportionalität der elektromotorischen Kraft und der Drehgeschwindigkeit herrühre von der Coercitivkraft des zu den Inductorkernen verwandten Eisens. Vielmehr glaubt er, dass die Erscheinung vorzugsweise erklärt werden müsse durch eine Rückwirkung des inducirten Stromes auf die Eisenkerne, infolge deren die in denselben statthabende magnetische Bewegung eine Verzögerung erleide. Als Beweis für diese Ansicht stellt er Versuche an mit einer grossen dreimagnetigen STÖHRER'schen Maschine (*Fig. 248* auf S. 403), und benutzt die folgenden vier Verbindungsarten ihrer sechs Spiralen.

Verbindung 1:	alle Spiralen nebeneinander	zum 1 fachen	Widerstand
„ 2:	zwei Spiralen nach- und drei nebeneinander	„ 4 „	„
„ 3:	drei „ „ „ zwei „	„ 9 „	„
„ 6:	alle Spiralen nacheinander	„ 36 „	„

Bei der ersten Versuchsreihe wurde die Stromstärke durch ein Voltameter gemessen. Die Anzahl von Umläufen der Inductionsspindel wurde durch einen an derselben befestigten Zähler beobachtet, und mit den Schlägen eines Metronoms verglichen, und da sechs Inductoren bei der Maschine thätig sind, entsprach jeder Umlauf sechs Wechseln der Inductionskerne. Der Commutator hatte bei allen Versuchen eine solche Stellung, dass er den Strom in derjenigen Lage der Inductoren wechselte, in welche sie durch die Anziehung der Magnetpole bei unthätiger Maschine von selbst gebracht werden. Während nun WEBER das von ihm gemuthmasste und in der mitgetheilten Formel

$$S = \frac{an}{1 + bn + cn^2}$$

vorgesehene Maximum der Stromstärke bei seinen Versuchen nicht zu erreichen vermochte, stellten sich bei diesen Versuchen die folgenden Ergebnisse heraus. Wurde nämlich die Drehgeschwindigkeit von der möglichst geringsten bis auf die möglichst grösste erhöht, so zeigte sich, die Minute als Zeiteinheit vorausgesetzt, und für die Inductorverbindungen

Nr. 1.	bei 655	Umdrehungen	noch kein Maximum
„ 2.	„ 380	„	ein Maximum des Stroms
„ 3.	„ 175	„	„ „ „ „
„ 6.	„ 158	„	„ „ „ „

Aus diesen Versuchen muss aber nothwendigerweise geschlossen werden, dass die Nichtproportionalität der elektromotorischen Kraft (welche Kraft ja hier durch die Stromstärke gemessen wird) zur Drehgeschwindigkeit noch einen andern Grund haben müsse, als den von WEBER in der Coercitivkraft des Eisens gesuchten, es hätten sonst die Maxima für alle verschiedenen Verbindungen bei einer gleichen Anzahl von Polarwechseln der Inductoren in derselben Zeit statthaben müssen.

Dieser andere Grund könnte nun in der Polarisation der Voltameterplatten gesucht werden. Zu dem Ende stellte LENZ eine weitere Beobachtungsreihe an, bei welcher eine Polarisation ganz ausgeschlossen war. Zur Messung der genannten

vier Kategorien von Strömen diente ein gewöhnlicher Multiplicator. Doch war derselbe zu empfindlich, als dass die Inductionsdräthe der Maschine ohne Weiteres mit ihm hätten verbunden werden können, und desswegen wurde der Widerstand einer so bedeutenden Drathmasse eingeschalten, dass die Stromstärken ungleich schwächer ausfielen als bei der ersten Versuchsreihe. Für diese schwachen Ströme stellte sich nun bei keiner Drehgeschwindigkeit ein Maximum heraus, obschon die Stromstärken bei grösseren Geschwindigkeiten in langsamerem Verhältniss wuchsen als diese Geschwindigkeiten selbst. Widerspricht nun die vorige Versuchsreihe einer Erklärung der in Rede stehenden Erscheinung allein durch die Coercitivkraft der Eisenkerne, wird aber das Ergebniss jener Versuchsreihe durch das der letzten nicht bestätigt, so muss der Grund davon noch anderwärts gesucht werden.

Es wurde also eine Kette zur Messung stärkerer Ströme hergerichtet, blos bestehend aus der magnetoelektrischen Maschine, aus einer NERVANDER'schen Tangentenbussole und aus den nöthigen Verbindungsdräthen. Eine nach den früheren Grundsätzen angestellte Versuchsreihe zeigte nun, dass für die vier verschiedenen Inductorverbindungen

Nr. 1. bei 705 Umdrehungen in 1 Minute kein Maximum
Nr. 2. „ 259 „ „ „ „ ein Maximum des Stromes
Nr. 3. „ 170 „ „ „ „ „ „ „ „
Nr. 4. „ 120 „ „ „ „ „ „ „ „

eintrat. Indem aber hier die durch das Voltameter gewonnenen Ergebnisse bestätigt wurden, zeigte sich zuvörderst, dass die Polarisation der Elektroden auf die in Rede stehende Erscheinung ohne Einfluss sei. Dass dieselbe aber abhängig sei von der Stärke des entwickelten Stromes, geht schon daraus hervor, dass bei der vorigen Versuchsreihe, wo die Ströme unverhältnissmässig viel schwächer waren, als bei dieser und der ersten Reihe, ein Maximum der elektromotorischen Kraft in keiner Weise erreicht werden konnte. Mehr noch leuchtet aber die letztere Abhängigkeit daraus ein, dass wirklich das Maximum bei fast derselben Stärke der Ströme in den einzelnen Spiralen erreicht wurde. Die im Multiplicator gemessene Stromstärke ist nämlich eine andere, als die in den Inductionsspiralen statthabende, denn wenn z. B. in der Verbindung Nr. 3 ein Strom von der Stärke S gemessen wird, so hat derselbe, da er durch zwei neben einander liegende Spiralen sich bewegt, in jeder nur die Stärke $\frac{S}{2}$. In der folgenden Tabelle findet sich nun die das Gesagte bestätigende Zusammenstellung vor.

Für die Verbindung Nr.	War die Stromstärke im Galvanometer	in jeder Spirale
2	16,79	$\frac{16,79}{3} = 5,60$
3	11,81	$\frac{11,81}{2} = 5,90$
6	6,29	$\frac{6,29}{1} = 6,29$

Die bei der Verbindung Nr. 1 bei 705 Drehungen erreichte Stromstärke von 28,71, auf die sechs gleichzeitig durchlaufenen Spiralen vertheilt, giebt in diesen eine Stärke = 4,78. Bei dieser Verbindung und Stromstärke ist aber auch ein Maxi-

mum der elektromotorischen Kraft noch nicht erreicht worden. — Eine abermalige Bestätigung gab noch die folgende Versuchsreihe. Es wurde blos die Verbindung Nr. 6 benutzt und dieselbe mit der Tangentenbussole und mit verschiedenen Widerständen zur Kette zusammengestellt. Für jeden Widerstand wurde die Anzahl von Drehungen ermittelt, bei welcher der Strom die grösste Stärke erhielt, und so ergaben sich die folgenden Resultate:

Bei einem Gesammtwiderstand	Maximum der Stromstärke	Bei einer Umdrehungszahl in 1 Minute
32,19	6,54	120
62,19	5,86	208
92,19	5,51	296
122,19	5,38	460

Hieraus zeigt sich aber, dass das Maximum der Stromstärke einer immer grössern Anzahl von Drehungen bedurfte, durch einen je grössern Widerstand der Strom geschwächt wurde, dass aber dieses Maximum fast derselben Zahl entsprach trotz der im Allgemeinen mangelnden Proportionalität zwischen Stromstärke und Drehgeschwindigkeit.

Wenn nun auch diese Versuche die Annahme noch nicht vollständig ausschliessen, dass die Trägheit des Eisens, Magnetismus aufzunehmen, eine Einbusse der Vermehrung der elektromotorischen Kraft bei Vergrösserung der Drehgeschwindigkeit herbeiführt, so zeigen sie doch, dass nur bei weitem der geringste Antheil der beobachteten Einbusse jenem Grunde zuzuschreiben ist. Vielmehr erklärt sich der wesentlichste Antheil an der Erscheinung durch folgende Vorgänge: Der vor den Magnetpolen rotirende Anker nimmt in der die Pole verbindenden axialen Stellung die grösste magnetische Intensität an. Dieselbe vermindert sich und wird gleich Null, wenn der Anker sich in der zur ersten senkrechten äquatorialen Stellung befindet. Bei weiterer Drehung nimmt der Magnetismus wieder zu, jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen, um in der andern axialen Stellung des Ankers ein negatives Maximum der Intensität zu erhalten. Bei jedem halben Umlauf wiederholt sich dieser Vorgang unter Berücksichtigung des verschiedenen Vorzeichens in immer derselben Weise. Wenn man nun, mit der axialen Stellung beginnend, die verschiedenen Stadien der Rotation bei einem halben Umlauf als Abcissen und die zugehörigen magnetischen Intensitäten als Ordinaten aufzeichnet, so wird man eine Magnetisirungscurve erhalten, welche mit der höchsten Erhebung anfängt, dann abwärts steigt, in der Mitte der Abscissenaxe dieselbe durchschneidet und im umgekehrten Sinne sich unterhalb derselben weiter bewegt, bis sie am Ende der Abscissenaxe einer grössten negativen Ordinate entspricht. Bedenkt man nun, dass in der den Eisenkern umgebenden Spirale ein Strom inducirt wird, dessen Stärke an jeder Stelle der Rotationsbewegung proportional ist der jedesmaligen Aenderung des Magnetismus, so wird sich aus jener Magnetisirungscurve mit Leichtigkeit die Inductionscurve ableiten lassen. Sind für diese wiederum die Abscissen den verschiedenen Stadien der Bewegung des Inductors proportional und die Ordinaten den Stärken der an diesen Stellen hervorgerufenen Ströme, so gewinnt man die Ordinaten, wenn man sie den Differenzen zweier auf einander folgender Ordinaten der Magnetisirungscurve, oder, was dasselbe ist, der jedesmaligen Neigung der Tangente eines Punktes derselben gegen die Abscissenaxe proportional setzt, denn hierdurch werden ja die an den bezüglichen Stellen statt-

habenden Aenderungen des Magnetismus ausgedrückt. Dem gemäss wird aber die Inductionscurve stets auf die Abscissenaxe herabsinken, wenn die Magnetisirungscurve ein positives oder negatives Maximum hat, denn diesem entspricht eine Neigung der Tangente gegen die Abscissenaxe gleich Null $\left(\frac{dy}{dx} = 0\right)$. Ferner bekommt die Inductionscurve ein Maximum oder ein Minimum (letzteres ohne auf die Abscissenaxe herabzusinken) an denjenigen Stellen, an welchen die Magnetisirungscurve einen Wendepunkt $\left(\frac{d^2y}{dx^2} = 0\right)$ besitzt. Ist dieser Wendepunkt dadurch charakterisirt, dass die Neigung der Tangente an der betreffenden Stelle eine grösste ist, so hat die Inductionscurve ein Maximum, ist sie aber an der bezeichneten Stelle kleiner als vor- und nachher, so hat sie ein Minimum. Hieraus geht hervor, dass der Inductionsstrom gerade dann am schwächsten ist, wenn der Magnetismus der inducirenden Eisenkerne die grösste Stärke hat, und dass er dann eine sehr namhafte Intensität besitzt (wenn auch nicht die grösste Stärke), wenn der Magnetismus der Eisenkerne durch den Nullmagnetismus hindurchgeht. Bedenkt man nun ferner, dass die Inductionsströme bei ihrem Umkreisen der Eisenkerne in diesen wiederum eine magnetische Bewegung hervorrufen, und zwar die entgegengesetzte von derjenigen, welcher die Ströme ihre Entstehung verdanken, die ursprünglich hervorgerufene Bewegung des Magnetismus in den Eisenkernen eine Verzögerung erleidet, und diese muss sich in einer entsprechenden Verzögerung der reciproken Inductionsströme versichtbaren.

Um aber endlich auf den magnetoelektrischen Rotationsapparat zurückzukommen, werden infolge der bezeichneten Verzögerung die Inductionsströme nicht, wie man nach einer ersten oberflächlichen Betrachtung des Vorganges denken sollte, verschwinden, wenn der Anker sich in der axialen Stellung befindet, vielmehr werden sie erst verschwinden (und es wird der Anker das magnetische Maximum besitzen), wenn der Anker bei seiner Rotationsbewegung eine geraume Strecke über die axiale Lage hinausgekommen ist. Da man nun am Inductionsstrom die geringste Einbusse hat, wenn der Commutator gerade an derjenigen Stelle den Strom wechselt, an welcher derselbe verschwindet, so wird man den Commutator verstellen müssen und zwar so, dass er erst den Strom wechselt, wenn die Inductionsrollen die axialen Lagen verlassen haben. Hieraus leuchtet aber auch der Zusammenhang der Drehgeschwindigkeit des Inductionsapparates mit dem Verlust an elektromotorischer Kraft ein, wenn der Commutator stets die Normalstellung (d. i. diejenige, bei welcher der Stromwechsel genau in der axialen Lage des Inductors geschieht) beibehält. Je stärker nämlich die Drehgeschwindigkeit ist, um so grösser ist auch die Stärke der inducirten Ströme, und abermals um so grösser die Verzögerung, welche die Bewegung des Magnetismus in den Eisenkernen erfährt. Um somit stets den geringsten Verlust zu haben, ist es nöthig, bei jeder Vermehrung der Drehgeschwindigkeit des Apparates den Commutator um ein grösseres Stück in der Richtung der Drehung zu verstellen.

Um zu zeigen, wie viele Grade der Commutator bei verschiedenen Drehgeschwindigkeiten der STÖHRER'schen Maschine verstellt werden muss, und welchen Vortheil man dadurch gegen die Normalstellung bei 0° gewinnt, mag die folgende Versuchsreihe dienen, welche mit der Verbindung der Inductionsrollen Nr. 1 angestellt wurde:

Anzahl der Umdrehungen	Stromstärke	Maximum des Stroms	Bei einem Stand des Commutator
140	8,44	—	0°
	—	9,17	9°
270	19,73	—	0°
	—	21,12	12°
413	24,84	—	0°
	—	27,22	12°
528	26,71	—	0°
	—	30,46	12°
644	28,71	—	0°
	—	32,85	15°

Hätte nun die verminderte Kraft der Maschine allein ihren Grund in der Stellung des Commutators, und rührte nicht ein Theil derselben noch von anderen Ursachen her, so müsste der Quotient aus den Zahlen der zweiten Reihe durch die der ersten in vorstehender Tabelle einer constanten Grösse gleich sein, was aber nicht der Fall ist. Doch die Ursache wieder ganz allein in die Coercitivkraft der Eisens zu versetzen, wie es SINSTEDEN [19] versuchte, scheint nach den von LENZ gegebenen Nachweisen nicht mehr haltbar zu sein.

Wenn die mangelnde Proportionalität der elektromotorischen Kraft zur Drehgeschwindigkeit vorzugsweise in der secundären Magnetisirung der Eisenkerne durch die hervorgerufenen Inductionsströme zu suchen ist, und wenn die Vermehrung der Drehgeschwindigkeit jene Einbusse besonders um desswillen erhöht, weil dadurch die Stromstärke und somit die secundäre Magnetisirung vermehrt wird, so ist infolge dessen auch schon die von JACOBI gemachte und oben behandelte Beobachtung auf den gleichen Erklärungsgrund zurückgeführt. Der Unterschied in der Beobachtung WEBER's und der JACOBI's liegt also nur darin, dass in dem einen Fall die Stromstärke durch Vermehrung der Rotationsgeschwindigkeit, im andern durch Verminderung des dem Strome dargebotenen Widerstandes erhöht wurde.

XIII. Nun war noch eine Lücke auszufüllen, nämlich die Gestalt der Magnetisirungscurve oder der mit ihr in innigem Zusammenhang stehenden Inductionscurve genauer zu bestimmen, als solches durch ungefähre Ermittelungen geschehen konnte.

Behufs dessen schlug KOOSEN [20] den theoretischen Weg ein, indem er eine Formel für die Gestalt der Magnetisirungscurve entwarf, welche entsteht, wenn man die Abscissen der Zeit proportional setzt, innerhalb welcher sich ein vor den inducirenden Magnetpolen rotirender Eisenkern von einer Stelle zur andern bewegt, und die Ordinaten proportional den zu diesen Zeiten in ihm hervorgerufenen magnetischen Intensitäten, und indem er dann den magnetisirenden Einfluss der geschlossenen Inductionsrollen berücksichtigte, und die daraus hervorgehende Aenderung der Magnetisirungscurve darstellte. Mittlerweile hatte SINSTEDEN [19] die richtige Gestalt der aus jener Magnetisirungscurve ableitbaren Curve für die Stärke des in den Rollen inducirten Stromes, wie es scheint durch eine glückliche Anschauung erkannt, und darauf hin seine oben §. 36, Nr. VII, beschriebene Maschine mit vier gleichzeitig wirkenden Inductoren construirt. Eine genauere Darstellung der Inductionscurve und der Magnetisirungscurve verdanken wir endlich LENZ [21], der den umgekehrten Weg wie KOOSEN einschlug, und auf rein experimentellem

Wege erst die Inductionscurve bestimmte und aus dieser die entsprechende Magnetisirungscurve ableitete.

Zuerst KOOSEN's Herleitungen: Er geht von der Hypothese aus, dass der durch die permanenten Magneten in den rotirenden Eisenkernen der SAXTON'schen Maschine inducirte Magnetismus einem Werthe $M = m \sin \frac{t}{\vartheta} \cdot \frac{\pi}{4}$ entspreche, wo $\pm m$ das Maximum der Intensität bedeutet, welche der freie $\left\{\begin{matrix}\text{nördliche}\\ \text{südliche}\end{matrix}\right\}$ Magnetismus eines Eisenkernes erlangt, wenn er sich dem bezüglichen Pol des permanenten Magneten gegenüber befindet, wo t die Zeit ausdrückt, während welcher sich der Eisenkern bewegt, und ϑ die Zeit, während welcher derselbe vom Magnetismus = Null bis zum magnetischen Maximum oder Minimum gelangt. Werden also die Zeiten t als Abscissen auf der Linie ac der *Fig.* 293 von a her aufgetragen, und die magnetischen

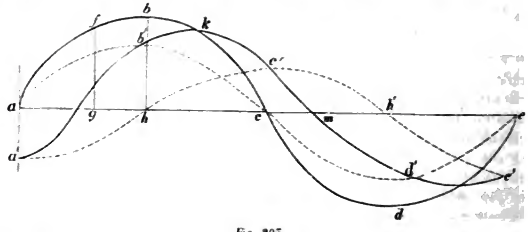


Fig. 293.

Intensitäten M als die zugehörigen Ordinaten, so würde $abcde$ die Curve für die aufeinander folgenden magnetischen Intensitäten darstellen, a, c, e wären die Zeitpunkte, in denen sich der Eisenkern in gleichen Abständen von beiden Polen befindet, h, h' diejenigen, in denen er gerade vor den Polen steht, und es wäre $ah = hc = ch' \ldots = \vartheta$ und $hb = h'd = \ldots = m$. Die Formel

$$M = m \sin \frac{t}{\vartheta} \frac{\pi}{4} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

ist sicher nicht der wahre Ausdruck für die Intensitäten, indem die besondern Eigenthümlichkeiten der Maschinen, die Abstände der Magnetpole von dem rotirenden Kern, die Gestalt des letztern und der Magnete u. s. f. nicht berücksichtigt sind. Im Allgemeinen muss aber der Ausdruck von der gegebenen Form sein, indem er so die periodische Wiederkehr der gleichen und entgegengesetzten Phasen von M für jede Vermehrung von t und ϑ, worauf es hier zunächst ankommt, wiedergiebt.

Sobald nun der durch den Eisenkern in der ihn umgebenden Drathrolle inducirte Strom durch Schliessung derselben zu Stande kommen kann, erregt er wiederum Magnetismus und zwar von der entgegengesetzten Polarität des vorigen. Die Magnetisirungscurve wird für gleiche Abscissen t eine andere, und es mögen ihre Ordinaten durch y bezeichnet werden. Ist sonach zur Zeit t die magnetische Intensität $= y$, dann wächst sie in dem darauf folgenden Zeitelement um dy. Dieser Aenderung ist die elektromotorische Kraft des in der Rolle inducirten Stromes proportional, und ist α eine von der Natur, der Masse, den Dimensionen ihres Drathes abhängige Constante, so ist jene $= -\alpha \frac{dy}{dt} dt$. Dieser Kraft ist wiederum

die Menge des während des Zeitelementes dt im Eisenkern hervorgerufenen Magnetismus proportional. Wenn also μ die von der Einheit der Kraft erregte magnetische Intensität bedeutet, so ist die durch den Inductionsstrom hervorgerufene Menge $= -\alpha\mu \frac{dy}{dt} dt$, also die Intensität

$$= -\alpha\mu \frac{dy}{dt} \quad \text{. . . . . 2).}$$

Offenbar erhält man aber den Werth von y, wenn man diesen Werth zu dem für M in Gleichung 1) addirt, und somit ergiebt sich

$$y + \alpha\mu \frac{dy}{dt} = m \sin \frac{t}{\vartheta} \frac{\pi}{4} \quad \text{. . . . . 3).}$$

Diese Gleichung lässt sich integriren, wenn man Tz statt y und $z dT + T dz$ statt dy einsetzt, wo T und z Functionen von y sind, indem sich dann über T und z so verfügen lässt, dass man die Gleichung in die beiden Theile $T dz + \frac{4\vartheta T z dt}{\pi\alpha\mu} = 0$ un $z dt = \frac{\pi m}{4\vartheta\alpha\mu} \sin \frac{t}{\vartheta} \frac{\pi}{4} \cdot dt$ zerlegen darf. Die erste integrirt giebt $z = c e^{-\frac{t}{\alpha\mu}}$, wo c eine zu bestimmende Constante bedeutet. Wird dieser Werth in die zweite Gleichung eingesetzt, so giebt dieselbe, wenn für $t = 0$ auch $y = 0$

$$y = \frac{16\vartheta^2 \alpha\mu m \left(\frac{1}{\alpha\mu} \sin \frac{t}{\vartheta} \frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4\vartheta} \cos \frac{t}{\vartheta} \frac{\pi}{4}\right)}{16\vartheta^2 + \pi^2\alpha^2\mu^2} + \frac{\pi \cdot 4\vartheta\alpha\mu m}{e^{\frac{t}{\alpha\mu}} (16\vartheta + \pi^2\alpha^2\mu^2)}.$$

Mit Berücksichtigung dessen, dass für ein grosses t, also, wenn der Gang des Inductors gleichmässig geworden ist, das zweite Glied des rechten Theiles dieser Gleichung verschwindend klein wird, geht dieselbe über in

$$y = \frac{16\vartheta^2 \alpha\mu m \left(\frac{1}{\alpha\mu} \sin \frac{t}{\vartheta} \frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4\vartheta} \cos \frac{t}{\vartheta} \frac{\pi}{4}\right)}{16\vartheta^2 + \pi^2\alpha^2\mu^2} \quad \text{. . . . 4).}$$

Dieser Ausdruck für die modificirte magnetische Intensität des rotirenden Inductors zerfällt in zwei Ausdrücke, entsprechend den Werthen

$$\left.\begin{array}{l} \frac{16\vartheta^2}{16\vartheta^2 + \pi^2\alpha^2\mu^2} m \sin \frac{t}{\vartheta} \frac{\pi}{4} \\ \text{und} \\ -\frac{4\vartheta\pi\alpha\mu}{16\vartheta^2 + \pi^2\alpha^2\mu^2} m \cos \frac{t}{\vartheta} \frac{\pi}{4} \end{array}\right\} \quad \text{. . . . . 5),}$$

deren Curven in der Figur durch die punktirten Linien $ab'cd'e$ und $a'hc'h'e'$ dargestellt sind. Die Summen ihrer Ordinaten setzen sich also zu dem Ausdruck 4) zusammen, und die diesem entsprechende Curve für die magnetischen Intensitäten des Inductors während seiner Rotation ist in der Linie $a'kmd'e'$ verzeichnet.

Abgesehen von der schon oben erwähnten Ungenauigkeit der Gleichung 1) besteht aber noch eine weitere Unvollkommenheit der Formeln 4) und 5) darin, dass die Inductionsströme nicht mit in Rechnung gezogen worden sind, welche auf der Masse des rotirenden Inductors selbst erregt werden, und diejenigen,

welche der permanente Magnet unmittelbar in den rotirenden Rollen hervorruft. Um sich von der Existenz der ersten zu überzeugen, bedient sich Koosen des folgenden Mittels. Es wird in die Nachbarschaft der ungeschlossenen SAXTON'schen Maschine eine Bussole gestellt, deren Nadel sich sonach unter Einfluss des Erdmagnetismus, des Magnetismus der Stahlmagneten und des Magnetismus des Inductors befindet. Wird letzterer mit constanter Geschwindigkeit gedreht, so erlangt die Bussolennadel eine constante Ablenkung; wird er aber nach entgegengesetzter Richtung gedreht, so wird die Ablenkung eine beträchtlich andere. Dieses kann nur von Inductionsströmen auf den Eisenkernen herrühren, da die Trägheit des Eisens seine Polarität zu ändern nach anderweiten Untersuchungen verschwindend klein ist. Werden dann die den Inductor umgebenden Rollen geschlossen, so erlangt die Bussolennadel noch eine weitere Ablenkung infolge der in diesen direct oder vermittelst der Inductorkerne inducirten Ströme.

Trotz aller dieser Mängel muss aber die allgemeine Gestalt der aufgestellten Formel ihre Giltigkeit behalten. So haben sich auch alle von denselben nicht beeinflussten Folgerungen durch drei ausgedehnte Versuchsreihen bestätigt. Bei diesen wurde in den Kreis einer der STÖHRER'schen Construction in *Fig. 248*. auf Seite 403, ähnlichen Maschine eine Tangentenbussole mit und ohne ausserwesentlichen Widerstand behufs Messung der Stromstärke eingeschalten. Die verschiedenen Reihen wurden mit verschiedenen Combinationen in den Verbindungen der Inductionsdräthe angestellt. Bei jeder Reihe erhielt der Commutator sechs verschiedene Stellungen gegen die Normallage und für jede derselben wurde bei 4 verschiedenen Drehgeschwindigkeiten der Inductoren die Stromstärke für rechtläufige und für rückläufige Bewegung derselben gemessen. Es mögen nur die folgenden aus der Theorie und den Versuchen gleichzeitig hervorgehenden Ergebnisse hier wiederholt werden.

Wird der Differentialquotient der Gleichung 4) nach dt gleich Null gesetzt, so ergiebt sich daraus die Bedingungsgleichung für das Maximum der magnetischen Intensität des Inductorkernes

$$\frac{1}{\alpha\mu}\cos\frac{t}{\vartheta}\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4\vartheta}\sin\frac{t}{\vartheta}\frac{\pi}{4} = 0$$

oder

$$\operatorname{tg}\frac{t}{\vartheta}\frac{\pi}{4} = -\frac{4\vartheta}{\pi\alpha\mu} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 6).$$

Wird dieser Werth in 4) eingesetzt, und bezeichnet man dann mit Y den Werth für das Maximum der magnetischen Intensität des Inductorkernes, wenn man bedenkt, dass allgemein $\sin v = \pm\frac{\operatorname{tg} v}{\sqrt{1+\operatorname{tg} v^2}}$ und $\cos v = \pm\frac{1}{\sqrt{1+\operatorname{tg} v^2}}$, so ist

$$Y = \pm m\frac{4\vartheta}{\sqrt{\pi^2\alpha^2\mu^2 + 16\vartheta^2}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 7).$$

Ferner ist die Elektricitätsmenge, welche in dem Zeitelement dt durch den Inductionsdrath fliesst $= \alpha\frac{dy}{dt}dt$, somit ist die während eines gleichmässigen Umlaufes des Inductors durch dessen Drath gehende $= \alpha\int_0^{4\vartheta}\frac{dy}{dt}dt$ oder wegen der

Symmetrie der vier Abtheilungen eines jeden Umlaufes und der Stromumkehr durch den Commutator

$$= 4a \int_0^{\vartheta} \frac{dy}{dt} dt = 4aY$$

$$= m \frac{16 a \vartheta}{\sqrt{\pi^2 a^2 \mu^2 + 16 \vartheta^2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8).$$

Nun zeigt die Gleichung 6) oder

$$t = \frac{4\vartheta}{\pi} \operatorname{arc}\left(tg = -\frac{4\vartheta}{\pi a \mu}\right),$$

dass der Ort des Maximums der magnetischen Intensität im zweiten oder vierten Quadranten liegt, übereinstimmend mit der *Fig. 290*, wo der Fusspunkt von k zwischen h und c sich befindet, denn die Tangente hat ein negatives Vorzeichen. Je grösser ferner die Drehgeschwindigkeit ist, desto kleiner wird die zu einer Viertelumdrehung verbrauchte Zeit ϑ. Die Tangente nähert sich also immer mehr dem Nullwerth an, welchen sie in c und e wirklich erreichen würde. Mit zunehmender Rotationsgeschwindigkeit rückt also das Maximum der magnetischen Intensität des Inductors immer mehr nach denjenigen Stellen, wo der ruhende Inductor eine Intensität $= 0$ haben würde. Da nun an den Orten für das Maximum der magnetischen Intensität der Stromwechsel eintritt, muss der Commutator immer mehr nach der Richtung der Rotation verstellt werden, je grösser die Drehgeschwindigkeit ist.

Die Gleichung 7) zeigt, dass das Maximum der magnetischen Intensität Y für den rotirenden Inductor kleiner ist, als das Maximum m für den ruhenden Inductor, denn um ersteres auszudrücken, musste m mit einem echten Bruch $\frac{4\vartheta}{\sqrt{16\vartheta^2 + \pi^2 a^2 \mu^2}}$ multiplicirt werden. Dasselbe zeigt auch die Darstellung der Figur, indem die Ordinate k kleiner ist als die für b. Ferner wird mit zunehmender Rotationsgeschwindigkeit, also mit Verkleinerung von 4ϑ, auch dieses Maximum immer kleiner, und würde bei unendlich grosser Geschwindigkeit $= 0$ werden.

Der mittelst Gleichung 8) nachgewiesene Zusammenhang zwischen der durch den Inductor in Bewegung versetzten Elektricitätsmenge und jenem Maximumwerth von dessen magnetischer Intensität zeigt somit, dass jeder einzelne Umlauf des Inductors um so weniger Elektricität in Bewegung versetzt, je rascher dessen Bewegung ist. Mit Vermehrung der Rotationsgeschwindigkeit sendet dagegen in derselben Zeit eine grössere Anzahl von Umläufen ihre Elektricität dem Schliessungsbogen zu, bewirkt also eine Vergrösserung der Stromstärke; bei noch grösserer Vermehrung liefert aber jeder einzelne Umlauf immer weniger, so dass dadurch wieder eine Verminderung der Stromstärke veranlasst wird. Bei beständiger Vermehrung der Rotationsgeschwindigkeit und stets richtiger Stellung des Commutators wächst also die Stromstärke bis zu einem Maximum und nimmt dann asymptotisch bis zu Null wieder ab.

Wird auf die Verstellung des Commutators nicht Rücksicht genommen, so kann sich mit zunehmender Rotationsgeschwindigkeit die mittlere Stromesrichtung sogar umkehren. Dieses wurde durch folgenden Versuch bewiesen: der Strom der Maschine wurde mittelst oxydirbarer Metalle durch Wasser geleitet, so dass nur Wasserstoffgas frei auftreten konnte. Bei langsamer Bewegung traten die Gasblasen

an dem einen Pole bei rascherer gar nicht, bei noch mehr beschleunigter aber an dem andern Pole auf. —

— Indem LENZ [21] seine frühern Untersuchungen erweiterte, schlug er das umgekehrte Verfahren von dem KOOSEN's ein, und hielt sich auf dem rein experimentellen Wege. Er bestimmte zuerst die Inductionscurve und leitete aus deren Form die Gestalt der Magnetisirungscurve ab. Zu dem Ende wurde auf der Axe einer dreimagnetigen STÖHRER'schen Maschine ein in *Fig. 294* dargestellter Holzcylinder *ab* mittelst einer Schraube *c* befestigt. Dieser Cylinder trug oben und unten vorspringende Ringe, von denen der obere *ad* aus einem Isolator bestand mit sechs gleichweit von einander abstehenden nur 3° breiten metallenen Einsätzen wie a, a_1, a_2, während der untere *eb* aus massivem Metall angefertigt war. Nun standen alle leitenden Einsätze des oberen Ringes mit einem, und der untere Metallring mit dem andern Enddrathe der Inductorrolle in leitender Verbindung, während auf jedem Ringe eine der beiden zum Schliessungsbogen führenden Stahlfedern schleifte. Auf diese Weise wurde es möglich, nur einen geringen Antheil des überhaupt möglichen Stromes zur Ausgleichung durch den Schliessungsbogen kommen zu lassen und selbigen zu messen. Jeder Streifen entsprach nämlich einer der sechs Inductorrollen. Wurde der Vorrichtung eine gewisse Lage angewiesen, so kam nur die dieser Lage zugehörige Phase des Stromes im Betrag von $^3/_{60}$ oder $^1/_{20}$ des ganzen Stromes zu der im Schliessungsbogen eingeschaltenen Messvorrichtung. Wurde also der Holzcylinder so aufgeschraubt, dass die Metalleinsätze jedesmal in Berührung mit der auf ihnen schleifenden Feder kamen, wenn die Inductoren sich in der Normalstellung gegenüber den Magnetpolen befanden, dann konnte der in dieser Stellung inducirte Strom gemessen werden. Hierauf wurde die Holzrolle um 3° gedreht, und es konnte so der Strom gemessen werden, welcher inducirt wird, wenn die Inductorrollen die Normalstellung um 3° überschritten haben u. s. f. Da nun die hier gewählten Versuchsbedingungen die Einschaltung eines Commutators nicht zuliessen, wechselte der Strom stets die Richtung, und somit musste sich LENZ zu dessen Messung statt eines Galvanometers eines WEBER'schen Elektrodynamometers (§. 26, Nr. I und III) bedienen, indem dessen Angaben unabhängig von der Stromesrichtung sind.

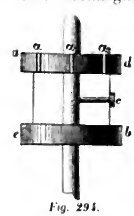


Fig. 294.

Durch diese Hülfsmittel wurde nun die Stärke des inducirten Stromes von 3 zu 3 Grad der Inductorlagen gegen die Magnetpole der STÖHRER'schen Maschine in vier Versuchsreihen gemessen. Aus allen vier Reihen, die einzeln ganz denselben Charakter darboten, sind die Mittel genommen, und diese wurden als Ordinaten in der *Fig. 295* eingetragen zu den von 3 zu 3 Grad sich ändernden Inductorlagen als Abscissen. In dieser Weise entstand die Inductionscurve *abcd*, beginnend in einer Normallage der Inductoren und sich erstreckend bis zur nächstfolgenden Normallage. Gab nun auch das Dynamometer nicht an, ob der an einer Stelle hervorgerufene Strom positiv oder negativ sei, so konnte das doch leicht in anderer Weise ermittelt werden, und so zeigte sich, dass für die Abscisse *0* in der Normallage der Strom eine beträchtliche negative Stärke besass; erst wenn die Inductoren

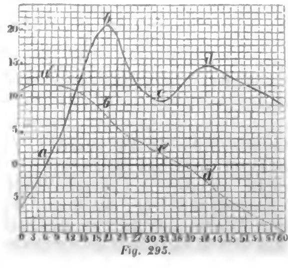


Fig. 295.

sich (im Mittel bei vier verschiedenen Drehgeschwindigkeiten) um 6° von den Magnetpolen entfernt hatten, wurde bei *a* der Strom = *0*; alsdann wuchs er bedeutend an bis *b*; hierauf wurde er wieder schwächer, erhielt, ohne gleich Null zu werden, bei *c* ein Minimum, welches fast der Stellung der Inductoren zwischen zwei aufeinander folgenden Magnetpolen entsprach, demnächst erreichte der Strom abermals ein Maximum bei *d*, aber ein geringeres als das bei *b*, und sank alsdann wieder gegen die Abscissenaxe herab, um nach dem Ueberschreiten des nächsten Poles eine Curve von ähnlicher, aber umgekehrter Gestalt zu liefern.

Sehr leicht gewinnt man aus der Inductionscurve rückwärts die Magnetisirungscurve. Da nämlich, wie schon oben ausgesprochen wurde, die Veränderung des Magnetismus in den Eisenkernen bei ihrer Bewegung von einer Stelle zur andern dem mittlerweile entstehenden Inductionsstrome proportional ist, so braucht man nur die Magnetisirungscurve an irgend einer Stelle und mit irgend einer Ordinate beginnen zu lassen und die nächstfolgende Ordinate um ein solches Stück grösser oder kleiner zu nehmen, welches der zur gleichen Abscisse gehörigen Ordinate der Inductionscurve proportional ist. In dieser Weise ist die auf der *Fig. 292* punktirt gezogene Linie $a' b' c' d'$ entstanden. Für die Abscisse *6* ist derselben ein Maximum zugewiesen worden, indem an dieser Stelle die Induction gleich Null ist. In dem Maasse, als der Inductionsstrom stärker wird, nimmt der Magnetismus ab. An der Stelle *b* hat die Inductionscurve ein Maximum und diesem entspricht die Stelle b', an welcher die Magnetisirungscurve einen Wendepunkt aufweist, so beschaffen, dass in demselben die Tangente eine grössere Neigung gegen die Abscissenaxe hat als vorher und nachher. Ein ähnlicher Wendepunkt befindet sich an der Stelle d' und dieser entspricht dem zweiten Maximum *d* der Inductionscurve. Ein Wendepunkt anderer Art liegt aber bei c'; dieser entspricht dem Minimum *c* der Inductionscurve und ist so beschaffen, dass seine Tangente eine geringere Neigung gegen die Abscissenaxe besitzt, als die den Punkten vor- und nachher zugehörigen Tangenten.

Immerhin darf die Bemerkung nicht unterdrückt werden, dass hier die Magnetisirungscurve aus der Inductionscurve abgeleitet worden ist, ohne Berücksichtigung der Thatsache, dass die rotirenden Drathrollen nicht allein von den einliegenden Eisenkernen inducirt werden, sondern ausserdem eine beträchtliche Inductionswirkung unmittelbar durch die Magnetpole erfahren. Ferner darf nicht vergessen werden, dass es misslich sein möchte, dieser Curve schon eine allgemeine Giltigkeit zuzuweisen, indem sie mit einer grössern STÖHRER'schen Maschine gewonnen wurde, und leichthin die Magnetisirung der Inductoren einem andern Gesetz folgen könnte, wenn das Magnetfeld wie bei den gewöhnlichen Maschinen einen Raum von 180° umfasst, während es hier nur den Bogen von 60° einnahm.

Endlich müssen wir noch einen Blick zurückwerfen auf die Inductionsmaschinen SINSTEDEN's mit vier gleichzeitig wirkenden Inductoren (§. 36, Nr. VII, S. 406). Es wurde dort verlangt, dass alle vier Inductoren an jeder Stelle ihrer vor den beiden Magnetpolen zu beschreibenden Kreisbahn sich gleichzeitig unter denselben oder unter entgegengesetzten Phasen der Erregung befinden müssen, wenn eine vollkommene Wirksamkeit derselben abzusehen sei. Die von LENZ dargestellte Inductionscurve der *Fig. 295* zeigt nun allerdings, dass jenes Erforderniss bei aller Strenge nicht erfüllt wird. Dennoch wird aber jenen Anforderungen, wenn man eine ähnliche Curve für die einmagnetige Maschine voraussetzt, wenigstens annähernd entsprochen, indem sich in einem jeden Quadranten des Magnetfeldes ein Maximum der Erregung vorfindet, und indem die beiden axialen und die beiden äquatorialen Lagen durch Minima charakterisirt sind. Die Unvollkommenheit besteht freilich darin, dass weder die Maxima noch die Minima unter einander gleiche Werthe

haben, und dass der Abstand zwischen je einem Maximum und dem folgenden Minimum nicht genau einen Quadranten beträgt.

Lenz [21] führt in derselben Abhandlung noch an, dass die elektromagnetischen Maschinen mit unverstellbarem Commutator nicht zweckmässig bei galvanischen Metallablagerungen zu verwenden seien, indem unter diesen Umständen Ströme von wechselnder Richtung durch den Schliessungsbogen gesandt würden, welche, wenn sie auch vorzugsweise das Metall ausscheiden, dennoch aber an derselben Elektrode auch die negativen Bestandtheile der Lösung auftreten lassen und somit zu einer unerwünschten Porosität der beabsichtigten Ablagerung Veranlassung geben. Hiergegen vertheidigt Jacobi [22] eine früher ausgesprochene Ansicht, und ist mit Lenz bezüglich dessen Erklärung, dass die elektromotorische Kraft der Maschine mit dem Widerstand wachse, noch nicht vollkommen einverstanden. Wegen der letzteren Meinungsverschiedenheiten stellt er jedoch eine gemeinschaftliche Untersuchung mit Lenz in Aussicht.

XIV. In §. 30, Nr. II, wurden als Hindernisse gegen die Nutzbarmachung der elektromagnetischen Maschinen zu technischen Zwecken unter andern auch die Inductionsströme namhaft gemacht, indem sie der magnetisirenden Kraft der primären stets entgegenwirken. Die einfachste elektromagnetische Maschine ist in *Fig. 179* auf S. 310 dargestellt. An dieser lässt sich das Gesagte leicht vergegenwärtigen. Wenn sich nämlich das Ende *a* des Elektromagneten dem Nordpol *n* des permanenten Magneten annähert, so gehen in den Dräthen des ersteren die primären Ströme auf der Vorderseite von oben nach unten, der secundäre Strom aber, welcher 1. durch die Annäherung an *n* inducirt wird, geht von unten nach oben, und derjenige 2., welcher durch das Aufhören des primären an der Trennungsstelle *b* inducirt wird, kommt hier wie meistentheils nicht zu Stande. Wenn sich dann das Ende *a* von *n* entfernt, bewegen sich die primären Ströme auf der Vorderseite von unten nach oben, die Ströme, welche 3. durch die Schliessung bei *b* inducirt werden, verlaufen aber von oben nach unten, und diejenigen, welche 4. durch die Entfernung von *n* inducirt werden, verlaufen ebenfalls von oben nach unten. Es wirken also stets die Inductionsströme den primären entgegen. Nicht allein das Vorhandensein dieser Ströme, sondern namentlich ihre Abhängigkeit von der Rotationsgeschwindigkeit der Maschinen giebt zu eigenthümlichen Verwickelungen der Erscheinungen Anlass, welche bei Untersuchungen von Scoresby und Joule [23] über die mechanische Kraft des Elektromagnetismus nicht gelöst wurden.

Koosen [24] ging dagegen näher darauf ein, indem er durch eine eingeschaltete Tangentenbussole die Stärke des Stromes bei ruhender und bei bewegter Maschine maass. Ist erstere i, letztere J, so wurde diese stets kleiner gefunden als jene, und der Verlust ist das Maass des inducirten Gegenstroms i', so dass

$$i = i' + J \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1).$$

Während der Bewegung werden die Eisenkerne der Maschine durch den Strom J magnetisirt. Ist m die Einheit der durch die Einheit der Stromstärke entwickelten magnetischen Intensität, so ist die durch J entwickelte $= mJ$. Dieser ist wiederum die Stärke des Inductionsstromes proportional, und ist a die Intensität desselben, welche die Einheit des Magnetismus durch sein abwechselndes Entstehen bei der Einheit der Umdrehungsgeschwindigkeit inducirt, ist aber die gleichförmige Umdrehungsgeschwindigkeit $= v$, so ist

$$i' = maJv \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2).$$

Dieses in die Gleichung 1) eingesetzt, giebt

oder

$$\left.\begin{aligned} i &= J + Jmav \\ mav &= \frac{i-J}{J} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 3),$$

woraus hervorgeht, dass bei gleicher Stärke des Batteriestromes i die Grösse $\frac{i-J}{J}$ der Geschwindigkeit v proportional ist, mit welcher die Maschine rotirt.

Eine Reihe von Versuchen, welche zur Bestätigung dieses Gesetzes mit vier verschiedenen Maschinen angestellt wurden, zeigen allerdings keine solchen Ergebnisse, dass dasselbe unmittelbar aus ihnen herausgelesen werden könnte, aber doch widersprechen sie demselben ebenso wenig, als ein Grund für dessen Unhaltbarkeit anderwärts aufgefunden werden könnte.

Um das Verhältniss von J zu i näher zu erörtern, werde angenommen, es habe die Maschine eine Last P zu heben, gegen welche Reibung und Luftwiderstand zu vernachlässigen ist. Es wird dann der mechanische Effect $Pv = J^2$ und somit geht die Gleichung 3) über in

$$\frac{ma}{P} = \frac{i-J}{J^3} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 4).$$

Da also für gleiche Belastung P und jede beliebige Stärke i des Batteriestroms der Werth $\frac{i-J}{J^3}$ eine constante Grösse ist, so zeigt sich hieraus, dass der durch die rotirende Maschine gegangene Strom J in weit geringerem Verhältniss (etwa in dem der umgekehrten dritten Potenz) wächst, als der Batteriestrom i. Soll z. B. J nach einander 1, 2, 3, 4 mal so gross werden, so muss $\frac{ma}{P} = c$ gesetzt, i nach einander die Werthe $c + 1$; $8c + 2$; $27c + 3$: $64c + 4$ ... erhalten, was etwa der Proportionalität zur dritten Potenz entspricht. Daraus geht aber hervor, dass die kleineren Schwankungen eines auch inconstanten galvanischen Stromes gar nicht mehr wahrgenommen werden können, wenn man in denselben eine elektromagnetische Maschine einschaltet. Koosen empfiehlt dieses als das beste Mittel, um für wissenschaftliche Zwecke constantere Ströme zu erhalten, als sie nur durch die sogenannten constanten Batterien erhalten werden können.

Wenn sich sonach die durch die Maschine modificirte Stromintensität J in so geringem Verhältniss erhöht, so wird durch Verstärkung der Batterie um so mehr die Geschwindigkeit v vergrössert, mit welcher sich die Maschine bewegt, oder, was dasselbe ist, mit welcher das Gewicht P gehoben wird. Das erkennt man sofort, wenn man aus der Gleichung 3) durch $J^2 = vP$ den Werth von J eliminirt, wodurch man in Uebereinstimmung mit der Erfahrung erhält

$$i = (mav^{\frac{3}{2}} + v^{\frac{1}{2}}) \sqrt{P} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 5).$$

Der Coefficient ma in Gleichung 3) oder der constante Werth $\frac{i-J}{J}$ bei der Einheit der Geschwindigkeit der Maschine ist abhängig von der Anzahl von Stromwendungen, welche durch den Commutator bei jedem Umlauf der Maschine bewirkt werden, und von der Beschaffenheit der Drathspiralen und der Eisenkerne. Er ist aber unabhängig von dem Princip und von der Ausführung der Maschine. Hiervon

hängt vielmehr der ebenfalls constante Werth der Gleichung 4) oder $\frac{m\,a}{P}$ ab. Sind sonach $m\,a$ und $\frac{m\,a}{P}$ durch Versuche ermittelt, so sind dadurch die Eigenschaften der Maschine bekannt.

---

[1] W. Weber. * Abhandlungen über elektrodynamische Maassbestimmungen. Aus den Abhandlungen bei Begründung der königlich sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften, Leipzig 1846. S. 269 bis 283. Auch gesondert Leipzig 1852.
[2] Lenz. * Pogg. Ann. 34. 385 (1835). Gelesen in der petersburger Akademie am 7. Nov. 1832.
[3] Lenz. * Pogg. Ann. 57. 241 (1842). — * *Bulletin scientifique de l'Acad. de St. Petersbourg.* 9. 78.
[4] F. E. Neumann. [a] * Die mathematischen Gesetze der inducirten elektrischen Ströme. Vortrag in der berliner Akademie der Wissenschaften vom 27. October 1845. — Abhandlungen derselben von 1845. S. 1—87. — Auch gesondert Berlin 1846. 4. — * Auszug in Pogg. Ann. 67. 31 (1846).
[b] * Ueber ein allgemeines Princip der mathematischen Theorie inducirter elektrischer Ströme. Vorgetragen vor der berliner Akademie der Wissenschaften am 9. August 1847. — Abhandlungen derselben von 1847. — Auch gesondert Berlin 1848. —
[5] Lenz. * Pogg. Ann. 31. 483 (1834). Vortrag vor der petersburger Akademie der Wissenschaften vom 29. Nov. 1833.
[6] Thomson. *l'Institut.* N. 790. p. 63. — * Berliner Berichte 1849. 308.
[7] Kirchhoff. * Pogg. Ann. 76. 412 (1849).
[8] W. Weber. * Elektrodynamische Maassbestimmungen 1. Abth. 1846. S. 284.
[9] Helmholtz. * Pogg. Ann. 83. 505 (1851).
[10] Pouillet. * Pogg. Ann. 64. 452 (1845). — Aus *Comptes rend.* 19. 1384. — Dingler's polytechn. Journ. 96. 196.
[11] Gauss. * Schumacher's astronomisches Jahrbuch für 1836. S. 1.
[12] W. Weber. * Gauss und Weber, Resultate für 1838. S. 86.
[13] W. Weber. * Daselbst S. 102.
[14] W. Weber. * Daselbst S. 118.
[15] Poggendorff. * Pogg. Ann. 45. 390 (1838).
[16] W. Weber. * Pogg. Ann. 61. 431 (1844).
[17] Jacobi. * Pogg. Ann. 69. 181 (1846).
[18] Lenz. *Bull. scientif. de l'Acad. de Petersb.* 7. N. 17 *et* 18. p. 257 (1848). — * Pogg. Ann. 76. 494 (1849). — *Arch. des scc. ph. et nat.* 10. 48. — *l'Institut.* N. 800. p. 141 (1849).
[19] Sinsteden. * Pogg. Ann. 84. 181 (1851).
[20] Koosen. * Pogg. Ann. 87. 386 (1852).
[21] Lenz. *Bull. phys.-math. de l'Acad. de Petersb.* T. 12. p. 46 *et* 333 (1853). — Pogg. Ann. 92. 128 (1854). — *l'Inst* 1854. p. 354. —
[22] Jacobi. * *Bull. phys.-math. de l'Acad. de Petersb.* 12. 333. — *l'Inst.* 1854. p. 355.
[23] Scoresby und Joule. *Philos. Mag.* 28. 448. — *Arch. des scc. ph. et nat.* 3. 34. — Berliner Gewerbeblatt 23. 288. — * Berliner Berichte 1846 (Berlin 1848). S. 526.
[24] Koosen. * Pogg. Ann. 85. 226 (1852, dat. Dresden, Dec. 1851).

Sechster Abschnitt.

Magnetismus, eine aller Substanz gemeinsame Kraft.

§. 41. Beobachtungen vor Faraday's Entdeckung des Diamagnetismus.

Die Entdeckung, dass der Magnetismus eine allen Substanzen gemeinsame Kraft sei, gebührt Faraday, indem er es war, der durch Verknüpfung einzelner Erscheinungen mit schon bekannten Thatsachen, dieselben zum wissenschaftlichen Bewusstsein brachte. Gerade dadurch erhalten aber ältere dazu

gehörige Beobachtungen einen grösseren Werth. Denn wie allen einflussreichen Entdeckungen gingen auch dieser Erfahrungen voran, die, richtig verfolgt, zur Entdeckung selbst hätten führen können.

Die magnetischen Eigenschaften des Eisens und einiger seiner Verbindungen waren von Alters her bekannt. Nachdem man 1733 das Kobalt und 1751 das Nickel hatte metallisch darstellen lernen, wurde auch deren magnetische Natur nachgewiesen. Es fiel auf, dass sie viel schwächer gegen den Magneten reagirten als Eisen. Dies führte zu der Vermuthung, dass auch andere Substanzen magnetisch seien, aber zu schwach, als dass man diese Eigenschaft unter den gewöhnlichen Umständen wahrnehmen könne. Deshalb sann man auf Mittel, auch die schwächsten Spuren solcher Wirkungsweise sichtbar zu machen, und fand, dass eine grosse Anzahl von Körpern einem entgegengehaltenen Magneten folgten, wogegen sich viele andere indifferent erwiesen. So sehr hielt man jedoch den Magnetismus für eine charakteristische Eigenschaft des Eisens, dass man jene schwachen Anzeigen immer wieder und bis in die neuesten Zeiten eingesprengten Eisentheilchen beimass, häufig ohne zu untersuchen, ob wirklich auch Eisen vorhanden war, und ohne zu bedenken, ob die bisweilen nachgewiesenen Spuren auch im Stande seien, die beobachtete Wirkung zu erklären. So sehr war der Begriff des Magnetismus an die Substanz des Eisens geknüpft, dass es sogar fast unbeachtet blieb, als schon im vorigen Jahrhundert die Abstossung des Wismuth und später auch die des Antimon durch kräftige Magnete entdeckt wurde.

Demgemäss könnte man zwei Klassen von Substanzen unterscheiden, und zwar solche, welche von Magneten angezogen werden, wie Eisen, und solche, welche von Magneten abgestossen werden, wie Wismuth. Dem stellen sich aber verschiedene, ebenfalls schon ältere Beobachtungen entgegen. Unter Umständen werden nämlich sogar stark eisenhaltige Substanzen vom Magneten abgestossen, wohingegen solche, welche für gewöhnlich vom Magneten abgestossen werden, sich bei anderen Versuchen wie rein magnetische Substanzen verhielten. Werden nämlich stark mit Eisen oder Nickel versetzte Metalle in länglicher Form, oder werden Patronen, die mit einem Gemenge aus pulverisirtem Magneteisenstein und einem andern indifferenten Pulver gefüllt sind, parallel über einem Ende eines horizontalen Magneten aufgehangen, und wird ihnen dann von oben her ein anderer, dem darunter befindlichen gleichnamiger Magnetpol dargeboten, so werden sie zurückgestossen. Ist der letztere Magnetpol dem darunter liegenden befreundet, so erfahren sie eine Anziehung. Dies erklärt sich durch eine transversale Polarität, welche solche Körper annehmen, während man gewohnt ist, dass längliche Eisenmassen eine longitudinale Polarität zeigen, sich also unter den angegebenen Umständen umgekehrt verhalten. Das analoge Verhalten zeigen diese Substanzen, wenn sie in Multiplicatorwindungen aufgehangen sind, die von starken galvanischen Strömen durchflossen werden. Massive Eisencylinder stellen sich senkrecht zu denselben. Ist aber das Eisen mehr oder weniger fein vertheilt, so stellen sie sich parallel zu den Windungen. Ja sie bewahren sogar längere oder kürzere Zeit, nachdem sie dem magnetisirenden Einfluss entzogen sind, ihre transversale Polarität.

Was ferner das magnetische Verhalten unmagnetischer Substanzen betrifft, so mag daran erinnert werden, dass die durch Entladungen KLEIST'scher Batterien erzeugten Inductionsströme verstärkt werden, wenn sich Eisenstücke in dem Hohlraum der Spiralen befinden. Ebenso, nur in geringerem Grade, verhalten sich aber auch viele andere Substanzen, welche weder Eisen, noch ein anderes der magnetischen Metalle enthalten. Sogar Quecksilber, in Thermometerröhren eingeschlossen, verhält sich den Inductionsschlägen gegenüber qualitativ wie Eisen, und es ist nach den vorliegenden Versuchen zu vermuthen, dass alle Substanzen, wenn sie auch nicht vom Magneten direct angezogen, wenn sie sogar von demselben abgestossen werden, sich dennoch insofern magnetisch verhalten, als sie die Inductionsschläge verstärken, sobald sie nur in hinreichend dünnen Stäben dargeboten werden können.

Die chemische Beschaffenheit bedingt also nicht allein das magnetische Verhalten einer Substanz, indem nach dem soeben Mitgetheilten auch mechanische Vertheilung dasselbe modificirt. Mehr noch wirkt aber eine Temperaturänderung sowohl auf die Intensität der Kraft eines permanenten Magneten, als auf die Fähigkeit der Substanzen, temporären Magnetismus im Wirkungskreis eines Magneten anzunehmen. Jede Temperaturerhöhung schwächt die Intensität eines permanenten Magneten. Davon kann man sich leicht überzeugen, wenn man einen Multiplicator mit einem so astatischen Nadelpaar besitzt, dass dieses senkrecht zum magnetischen Meridian einspielt. Man braucht dann nur die obere Nadel durch directe Bestrahlung der Sonne etwas zu erwärmen, dann dreht sich das Nadelpaar so, dass stets auf eine Intensitätsverminderung der erwärmten Nadel geschlossen werden muss. Diese Schwächung ist theils dauernd, theils vorübergehend. Ist ein Stahlstab bis zur Sättigung magnetisirt, und wird er dann einer höheren Temperatur ausgesetzt, so reagirt er nur noch mit einem Antheil seines Magnetismus; einen andern Antheil verliert er dauernd und einen dritten erhält er wieder, wenn er demnächst erkaltet. Bei wiederholten Erwärmungen bis zu derselben Temperatur sind die dauernden Verluste kaum wahrnehmbar, aber doch nicht vollkommen verschwindend; die vorübergehenden Verluste bleiben jedoch dieselben. Wird der Stahlmagnet bis zu einer Temperatur erhitzt, die noch unter der dunklen Rothglut liegt, so verliert er allen Magnetismus. Merkwürdig ist, dass natürliche Magnete beträchtlich geringere Kraftverluste in höheren Temperaturen erleiden, als Stahlmagnete, und dass Nickel sogar eine grössere Magnetisirungsfähigkeit in höheren Temperaturen zu haben scheint, als in den gewöhnlichen. — Es ist auch mehrfach behauptet, dass Compassnadeln ihre Kraft temporär oder dauernd verlieren, wenn sie längere Zeit der heftigen Kälte der Polargegenden ausgesetzt werden. Doch haben die dahin gerichteten Versuche noch keine Bestätigung dieser Behauptung geliefert.

Die Fähigkeit, temporären Magnetismus im Wirkungskreis eines gewöhnlichen Magneten anzunehmen, hat das weiche Eisen in der Weissglühhitze gänzlich verloren. Bei niedrigerer Temperatur verliert es schon der weiche Stahl. In der dunkelsten Rothglühhitze besitzt das weiche Eisen das Maximum dieser Fähigkeit. Auffällig ist es nun, dass, wenn man eine Stange weichen Eisens

in der Richtung der Neigungsnadel von der stärksten Hitze bis zur Rothglut allmälig erkalten lässt, man eine durch den Erdmagnetismus hervorgerufene anormale Polarität beobachtet, welche in die normale bei weiterem Erkalten umschlägt. Und zwar zeigt sich erst am unteren Ende ein Südpol, am oberen ein Nordpol, während im späteren Stadium das untere Ende nordpolar, das obere südpolar wird. Gegen die bisherigen Untersuchungen, denen zufolge sich an beiden zunächst erkaltenden Enden normale Magnete in Folge der Vertheilung des Erdmagnetismus bilden sollen, und somit der mittlere noch weissglühende Theil durch anormale Pole begrenzt, die an den Enden befindlichen normalen Pole aber übersehen worden seien, lassen sich manche Bedenken erheben.

Während also für Eisen die Grenze der Magnetisirungsfähigkeit bei der Hellrothglut zu suchen ist, liegt sie für Kobalt weit höher, für Chrom unterhalb der dunklen Rothglut, für Nickel etwa bei 350° bis 370° C. und für Mangan bei 30° C. unter Null. Die Zusammenstellung dieser magnetischen Grenzwerthe legt die Frage nahe, ob nicht andere Substanzen, die sich in gewöhnlichen Temperaturen unmagnetisch erweisen, bei noch niedrigeren Temperaturen ebenfalls magnetische Eigenschaften zeigen. Mit denjenigen Mitteln jedoch, die man zur Zeit, über welche dieser Paragraph zu berichten hat, anwandte, ist der Nachweis nicht geliefert worden.

So viele Widersprüche auch in diesen und in den demnächst zu behandelnden Einzeluntersuchungen enthalten sein mögen, so ist doch nicht anzunehmen, dass sie alle auf fehlerhaften Beobachtungen beruhen sollten, namentlich wenn wir die Autoritäten berücksichtigen, von denen sie herrühren. Es mag daher bei einer Aufzählung der Erscheinungen einstweilen sein Bewenden haben, und es mag später versucht werden, ob sich durch die Theorie eine Lösung der Widersprüche herausstellt.

I. Die Untersuchungen über die Wirkung des Magnetismus auf alle Substanzen beginnen schon im vorigen Jahrhundert. Lange Zeit hatte man geglaubt, dass Eisen und Stahl die einzigen Substanzen seien, welche Magnetismus aufnehmen könnten. Später kamen Nickel und Kobalt hinzu. Lehmann [1] beruft sich jedoch schon auf eine ältere Beobachtung, in Folge deren auch das Messing magnetisch sein solle. Deshalb stellte er u. a. Legirungen von Messing mit verschiedenen Mengen von Eisen dar, und indem er bei deren Prüfung fand, dass ihre Eigenschaft, dem Magneten zu folgen, mit dem Eisengehalt zunahm, schloss er, dass sie überhaupt nur von beigemengtem Eisen herrühre.

Brugmans untersuchte eine grosse Menge von Körpern, indem er sie in Papierschiffchen oder frei auf Wasser oder auf Quecksilber schwimmen liess. Er fand [2], dass die meisten, allerdings als eisenhaltig verdächtigen, von einem entgegengehaltenen Magneten angezogen werden, dass anderen, wie z. B. dem Antimon und seinem Erze, sowie dem künstlich dargestellten Zinnober diese Eigenschaft mangelt, wohingegen das dunkle und fast violett gefärbte Wismuth ein besonderes Phänomen zeigte; denn ein Stückchen desselben, in ein rundes auf Wasser schwimmendes Papier gelegt, war von beiden Polen des Magneten zurückgestossen. „Einen ähnlichen Erfolg", fügt Brugmans hinzu, „erinnere ich mich, unter tausend magnetischen Versuchen nur ein einziges Mal und von ungefähr bei einem kleinen Stückchen Mühlstein gefunden zu haben." Ferner [3] ist es interessant, dass sogar ganz farblose Diamanten vom Magneten angezogen wurden, ja einige, wenn sie längere Zeit der Wirkung des Magneten ausgesetzt

waren, in eigentliche Magnete verwandelt wurden, indem sich an ihnen eine dauernde Polarität aufweisen liess. — Ein ähnliches Verhalten wie das des Diamanten wies später v. ARNIM [4] an verschiedenen Sorten von Holzkohle nach.

Gleichzeitig vermehrte RITTER [5] die eigentlich magnetischen Metalle noch durch Hinzufügung des Mangan, Uran (?) und Chrom zu Eisen, Nickel und Kobalt. CAVALLO [6] prüfte ebenfalls die magnetischen Eigenschaften verschiedener Körper. Bezüglich des Messings kam er nicht zu denselben Ergebnissen als LEHMANN, vielmehr fand er, dass seine Eigenschaft, dem Magneten zu folgen, wenigstens nicht allein dem zufälligen Eisengehalt beizumessen ist. Namentlich stellte sich heraus, dass manche Sorten von Messing unmagnetisch befunden wurden, so lange sie noch weich waren, aber einem entgegengehaltenen Magneten leicht folgten, wenn man sie durch Hämmern hart gemacht hatte. Dieselben Messingsorten verloren dann durch Glühen ihre magnetischen Eigenschaften wieder und erhielten sie durch Hämmern abermals. Um den Einwand zu beseitigen, dass das vom Hammer oder Ambos abgeriebene Eisen die Erscheinung verursache, wurde das Messing durch Kartenpapier vor der directen Berührung mit Eisen geschützt oder auch zwischen Steinen geschlagen — und der Erfolg blieb stets derselbe. Der aus diesen und andern Versuchen von CAVALLO gezogene Schluss, dass Magnetismus oder die Kraft, den Magneten anzuziehen oder von ihm angezogen zu werden, auch ohne Eisen stattfinden könne, hat sich durch später zu erwähnende neuere Versuche als richtig erwiesen, obschon BENNET [7] durch kleine an Spinnefäden aufgehangene Magnetnadeln in einem aus reinem Kupfer und reinem Zink bereiteten Stück Messing keinen Magnetismus auffinden konnte, der bei Hinzufügung von geringen Eisenspuren sofort auftrat.

COULOMB [8] führte eine bessere Beobachtungsmethode ein, indem er die zu untersuchenden Körper in länglicher Form an ungedrehten Coconfäden aufhing und sie sowohl unter Einfluss entgegengehaltener Magnetpole, als auch blos unter dem der Torsionskraft des Fadens schwingen liess. Für Nadeln von Gold, Silber, Blei, Kupfer, Zinn, Holz und vielen andern Substanzen fand er eine Beschleunigung der Bewegung bei Gegenwart der Magnete, und schloss daraus, dass alle Körper, organische sowohl wie unorganische, die Fähigkeit besässen, Magnetismus anzunehmen. Dass dieselbe aber von beigemengtem Eisen herrühre, glaubte er um deswillen folgern zu müssen, weil er die Erscheinungen durch Gemenge von Wachs und Eisen in verschiedenen Verhältnissen nachahmen konnte. BIOT [9] begründet darauf eine Methode, den Eisengehalt der Körper zu finden. Nur die magnetischen Eigenschaften des Nickels und Kobalts glaubte er nicht, einem Eisengehalt zuschreiben zu dürfen. GILBERT [10] und später BIOT [11] sowie LAMÉ [12] halten jedoch jene Schlussfolgerung durch die Vordersätze nicht für begründet. Es war nämlich COULOMB entgangen, dass gewisse Körper von den Magnetpolen zurückgestossen werden.

Bei einer Wiederholung dieser Versuche mit ganz ähnlichen Mitteln kam DE HALDAT [13] zu keinen andern Ergebnissen.

In demselben Charakter sind die Versuche von LE BAILLIF [14] und von SAIGEY [15] gehalten: LE BAILLIF construirte nämlich ein für schwache magnetische Kräfte sehr empfindliches Instrument, welches er Sidéroskop nannte und das aus einem astatischen System durch einen Strohhalm gesteckter und an einem ungedrehten Seidenfaden aufgehangener Magnetnadeln bestand. Mittelst desselben entdeckte er, dass ausser dem Wismuth auch Antimon abstossend wirkt. SAIGEY meint, die Eigenschaft, den Magneten abzustossen, sei allen in der Luft aufgehangenen Körpern gemein, werde aber Anziehung beobachtet, so rühre dies von beigemengtem Eisen her.

11. In ein anderes Stadium kamen diese Untersuchungen durch folgende Beobachtung. Muncke [16] hing einen Messingdrath von einer ganz besonderen Sorte an einem Coconfaden horizontal beweglich auf und legte nahe unter denselben einen Magnetstab. Der Drath zeigte sich zwar bisweilen etwas magnetisch, enthielt auch chemisch nachweisbare Mengen von Eisen, stellte sich aber, wie später Seebeck zeigte, nur zu sehr starken Magneten parallel. Wurde jedoch über das eine Ende des Drathes ein Magnetpol gehalten, der dem unter ihm befindlichen gleich, aber entgegengesetzt war, so stellte sich der Drath stets zwischen beide Pole. Wurde dagegen einer der beiden Magnete umgedreht, so dass sich das eine Drathende zwischen gleichnamigen Polen befand, so wich es rasch aus und kam nach mehreren Drehungen in einer um 15° bis 30° gegen die Axe des unteren Magneten geneigten Lage zur Ruhe. Nach Seebeck [17] erklären sich diese sonderbaren Erscheinungen durch die Bildung einer **transversalen Polarität** in dem zwischen dem unmagnetischen Messing feinvertheilten Eisen. Wird ein massiver Eisendrath statt des eisenhaltigen Messingdrathes über einem horizontalen Magnetstab aufgehangen, so stellt er sich demselben parallel und zeigt longitudinalen Magnetismus, so dass die Pole des Drathes den ihnen zunächst befindlichen des Stabes entgegengesetzt sind. Jedes Theilchen des Eisendrathes wird nämlich von den Polen des Stabes aus primär und regelmässig polarisirt, wirkt aber seinerseits wieder secundär magnetisirend auf die ihm benachbarten Theilchen, sodass die letztere Wirkung in Folge der unmittelbaren Berührung der Theilchen sogar stärker ausfällt als die primäre, aus dem Abstand zwischen Magnet und Drath wirksame. In Folge dessen erlangt der Eisendrath eine Polarität nach derjenigen Richtung, nach welcher die grösste Anzahl von Theilchen liegt, also nach der longitudinalen. Anders ist es, wenn die Eisentheilchen wie bei dem Messingdrath so sparsam zwischen unmagnetischer Substanz vertheilt sind, dass sie nur noch eine geringe Wechselwirkung auf einander ausüben. Dann bleibt wesentlich die primäre, von dem Magnetstab ausgehende Wirkung bestehen und somit wird der Messingdrath an allen Stellen eine Polarität annehmen, welche ungefähr die Richtung der jene Stellen mit dem nächsten Magnetpol verbindenden geraden Linien hat, welche also in der hier maassgebenden Lage transversal zum Drathe geht. Befindet sich demzufolge der an dem Faden a in *Fig. 296* schwebende Messingdrath mit einem Ende zwischen den beiden ungleichnamigen Magnetpolen N und S, so unterstützen sich beide in ihrer Wirkung, er erhält auf der unteren Seite σ Südpolarität, und auf der oberen ν Nordpolarität und wird angezogen. Befindet sich dagegen der Messingdrath, wie in *Fig. 297*, zwischen den gleichnamigen Magnetpolen N und N', so hängt die Richtung des in ihm erregten Transversalmagnetismus von dem näheren oder stärkeren Pole, welcher N sein mag, ab; der entferntere oder schwächere Pol N' dagegen wirkt blos abstossend auf den ihm zugewandten Nordmagnetismus ν des Drathes. — Zur Stütze dieser Ansicht wurde eine grosse Anzahl von Versuchen angestellt, von denen nur hervorgehoben werden mag, dass auch mehrere andere Sorten von käuflichem Messing, sowie andere eisenhaltige Metalle sich wie das von Muncke benutzte verhielten. Noch stärker zeigten sich aber die Erscheinungen bei einer Legirung von Messing mit 5% Eisen, ja sogar mit Eisenfeilspähnen gefüllte Glasröhren oder Eisendrath, der spiralförmig auf einen Holzstab aufgewunden, oder

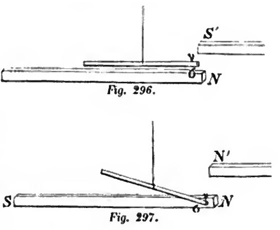


Fig. 296.
Fig. 297.

Scheiben von Eisenblech, die abwechselnd mit Papierscheiben zu einer Säule aufgeschichtet waren, zeigten Transversalmagnetismus. Wie die Legirungen mit Eisen verhielten sich auch die mit Nickel.

Andere bestätigende Versuche für obige Ansicht gab Becquerel [18], indem er fand, dass eine in eine Papierpatrone eingeschlossene Mischung von 1 Theile Eisenoxyd mit 3 Theilen Magneteisenstein, sowie Nadeln von Holz sich schon vor einem Magnetpol senkrecht stellen, wenn sie ihm sehr nahe gebracht werden, ja dass erstere sogar bleibenden Magnetismus bewahren, wenn sie aus der Wirkungssphäre des Magneten gebracht worden sind. Die letztere Beobachtung hatte schon de Haldat [19] gemacht, indem er mit Eisenfeilspänen oder Pulver von Magneteisenstein gefüllte Patronen gleich einem Stahlstab magnetisirte. Wegen einer näheren Erklärung mag auf den folgenden Paragraphen No. II verwiesen werden.

III. Ueber das Verhalten verschiedener Substanzen, wenn sie gleichzeitig dem Einfluss eines umgebenden Spiralstromes und eines entgegengehaltenen Magneten ausgesetzt werden, hat A. de la Rive [20] den ersten Versuch angestellt. Er bog eine Kupferlamelle zu einem Kreis und hing sie mitten in einer von starken Strömen durchflossenen Spirale, ohne diese zu berühren, beweglich auf. Bot er dann der Lamelle einen kräftigen Hufeisenmagneten dar, so bewegte sie sich je nach der Stromesrichtung demselben entweder zu oder von ihm fort. Ampère [21] hatte unter analogen Umständen früher keinen Erfolg beobachten können. — Becquerel [22] nahm jene Beobachtung wieder auf und fand folgendes: Wird ein Eisendrath in einen Multiplicator gehangen, so stellt er sich senkrecht zu dessen Windungen, sobald ein galvanischer Strom durch ihn geführt wird. Ebenso verhält sich eine mit feinen Eisenfeilspähnen gefüllte Papierpatrone. Im Gegentheil stellt sich aber eine mit Eisenoxydoxydul gefüllte Patrone unter denselben Umständen parallel zu den Windungen. Wie die letztere Vorrichtung, nur ungleich schwächer verhalten sich Nadeln von Kupfer, Holz und Gummilack. Wird diesen Körpern ein schwacher Magnetstab angenähert, so zeigt der Eisendrath regelmässigen longitudinalen Magnetismus, die Eisenoxydoxydulpatrone ist dagegen regelmässig transversal magnetisirt, an den übrigen Substanzen endlich konnte eine Polarität nicht nachgewiesen werden. Wurde die mit Magneteisenstein gefüllte Patrone mechanisch in eine zu den thätigen Multiplicatorwindungen senkrechte Lage gebracht und kurze Zeit darin festgehalten, so nahm sie zwar auch nachweisbaren longitudinalen Magnetismus an, kehrte aber bald wieder in die zu den Windungen parallele Lage zurück.

Später benutzte Dove [23] die Inductionswirkung des entstehenden und vergehenden Magnetismus zur Entscheidung der Frage, ob alle Substanzen des Elektromagnetismus fähig seien oder nicht. Zuerst bediente er sich des Schlages der kleist'schen Batterie und liess denselben durch einen für Maschinenelektricität besonders eingerichteten, aber im Wesentlichen nach dem Princip des in §. 38, Nr. VI, S. 445 und in §. 39, Nr. II, S. 455 beschriebenen und für galvanische Elektricität construirten Differentialinductor gehen. Dieser besteht nämlich aus zwei neben einander befindlichen gleichen, mit isolirtem Kupferdrath umwundenen Rollen, durch welche sich der Schlag der kleist'schen Batterie entladet. Dieselben sind jede mit gleichen, ebenfalls mit isolirtem Kupferdrath umwundenen Rollen umgeben, in welchen sich ein durch erstere inducirter Strom bewegt [24]. Letztere wurden widersinnig mit einander verbunden und zwischen dieselben eine Magnetisirungsspirale behufs Aufnahme einer Stahlnadel eingeschalten. Bei vollkommener Gleichheit beider Spiralenpaare compensiren sich nun dieselben in ihrer Wirkung auf die Nadel so vollständig, dass sie keine Polarität bei Entladung der Batterie annimmt. Wird aber in den Hohlraum einer der beiden Spiralen eine magnetisirungsfähige Substanz eingelegt, so ist sofort das Gleichgewicht gestört. Ist diese

Substanz in dünne Stangen oder Dräthe zertheilt, so tritt auch hier nach den oben erörterten Gesetzen die Wirkung des entstehenden und verschwindenden Magnetismus reiner hervor, als dieses bei massiven Körpern der Fall sein würde. Die Polarität der Stahlnadel bleibt zwar in beiden Fällen dieselbe, wenn ein stark magnetisirbares Metall in eine der vorher compensirten Spiralen gelegt wird, ist aber stärker, wenn es in der Form eines Drathbündels, als wenn es als eine massive Stange oder als Scheibensäule angewandt wird. Dagegen ist die Polarität der Nadel die umgekehrte und wird durch einen von der leeren Spirale ausgehenden Strom bedingt, wenn das Metall unmagnetisch ist. Bei der Prüfung verschiedener Metalle nach den hier angegebenen Grundsätzen stellte sich nun Folgendes heraus:

1. Messing in Form eines Cylinders schwächte den Strom seiner Spirale, in Form von Dräthen blieb bei einer gewissen Dicke und Anzahl derselben Stromgleichgewicht bestehen, bei geringerer Dicke oder grösserer Anzahl verstärkte es dagegen den Strom, verhielt sich also magnetisch.
2. Kupfer (nach Rose's Analyse eisenfrei) in Dräthen von 0,75 par. Linien Durchmesser zeigte starken Magnetismus.
3. Blei mit einer schwachen Spur von Eisen in Dräthen von 0,8 par. Linien Durchmesser zeigte sehr schwachen Magnetismus.
4. Zinn, etwas eisenhaltig, in Dräthen von 1,1 par. Linien Durchmesser, starker Magnetismus.
5. Antimon, ebenfalls etwas eisenhaltig, in Stäben von 2,8 par. Linien Durchmesser zeigte starken Magnetismus.
6. Wismuth, etwas eisenhaltig, in Stäben von 2,8 par. Linien Durchmesser zeigte starken Magnetismus.
7. Zink, nach Marchand chemisch rein, in Dräthen von 0,6 par. Linien Durchmesser zeigte schwächeren Magnetismus.
8. Quecksilber in Thermometerröhren von gewöhnlichem Kaliber zeigte starken Magnetismus.

Der Einwand, dass hier der Magnetismus von dem Eisengehalt der Substanzen abhänge, fällt fort für Kupfer, Zink und namentlich für das Quecksilber. Alle verstärkten die Wirkung ihrer Spiralen, indem sie die in der Magnetisirungsspirale befindlichen Nadeln in gleichem Sinne magnetisirten, alle zeigten sich also unter Einfluss des elektrischen Stromes in gleichem Sinne magnetisch wie das Eisen. Leider sind die Versuche meines Wissens mit chemisch reinen Metallen noch nicht wiederholt worden.

Bei analogen Inductionsversuchen mit galvanischen Strömen gaben sowohl massive Cylinder als Drathbündel und Röhren, wenn sie nicht aus stark magnetischen Metallen bestanden, eine allerdings kaum merkbare Schwächung des Stromes ihrer Spirale. Der galvanische Strom ist also weniger geeignet, den Magnetismus der sogenannten unmagnetischen Metalle hervortreten zu lassen, als der einer sich entladenden Flaschenbatterie.

IV. Es darf nicht unterbleiben, auch diejenigen älteren Untersuchungen zusammenzustellen, welche den Einfluss einer Temperaturänderung auf die magnetische Intensität zu untersuchen bezweckten.

Dass natürliche und künstliche Stahlmagnete in hohen Temperaturen ihre Kraft verlieren, ist schon so lange bekannt, als man sich überhaupt näher mit den Erscheinungen des Magnetismus beschäftigt hat. William Gilbert [25] bemerkte diese Thatsache, wenn er einen Magneten lange hatte im Feuer liegen lassen, Servington Savery [26] bestätigte sie, Lemery [27] erhitzte einen natürlichen Magneten im Feuer oder im Brennpunkt eines Hohlspiegels und bemerkte, dass sein Magnetismus früher verschwunden war, als er verglaste. Die erste nähere Untersuchung

der Abnahme des Magnetismus mit Zunahme der Temperatur rührt von CHRISTIE[28] her, der einen Magnetstab in Wasser von veränderlicher Temperatur an einer benachbarten Bussole oder unmittelbar mit einer empfindlichen Torsionswage prüfte. Ein Gesetz zwischen der Temperaturveränderung und der magnetischen Intensität des Stabes konnte er zwar nicht aufstellen, er fand aber, dass durchschnittlich in den gewöhnlichen Intervallen sich die bei 60° F. gleich 1 gesetzte Intensität um 0,000564 bei jedem Grad F. änderte. Während er zwischen — 3° F. und + 127° F. stets eine Abnahme des Magnetismus beobachtete, fand er umgekehrt bei Temperaturerniedrigung eine Zunahme. Ein Antheil des Magnetismus wird aber in höheren Temperaturen dauernd zerstört und bei Temperaturerniedrigung nicht wieder gewonnen. Aus der beiläufigen Beobachtung, dass sich die Abnahme der Intensität weit rascher geltend macht, als sich die ursächliche Temperaturerhöhung der ganzen Masse eines Stabes mittheilen kann, schloss CHRISTIE, dass der Magnetismus blos an der Oberfläche der Stahlmagnete angehäuft sei, wie solches auf ganz anderem Wege auch für Elektromagnete nachgewiesen wurde (vergl. §. 16, Nr. III und V.).

Diese Ansichten bezüglich des Gewinnes und Verlustes bei fallender und steigender Temperatur bestätigen die älteren Versuche HANSTEEN's[29]. Doch, obschon er behauptet, dass, wenn eine Nadel in einer höheren Temperatur einmal einen dauernden Verlust erlitten habe, sie später unterhalb dieser Temperatur beliebig oft erwärmt und erkältet werden könne, und dann stets bei demselben Temperaturgrade dieselbe Intensität zeige, so wird diese Behauptung zufolge einer neueren ausführlicheren Untersuchung[30] verdächtig. In dieser kommt er u. a. zu dem Resultat, dass die magnetische Intensität mit der Zeit abnimmt und zwar in geometrischem Verhältnisse, wenn die Zeit in arithmetischer Progression wächst. Niemals verschwinde demzufolge das magnetische Moment, nähere sich aber einer gewissen Grenze dauernd an, deren Grösse von der Härte und sonstigen Beschaffenheit des Stahles abhänge. — Im Zusammenhang damit zeigte LAMONT[31], dass dieser Verlust nicht allein eine Function der Zeit, sondern auch eine Function der Temperatur sei, indem er rascher im Sommer als im Winter von statten gehe. Wahrscheinlicher Weise rührt also jener Verlust nur daher, dass der Magnet während der vielen im Laufe der Zeit stattfindenden Temperaturerhöhungen immer etwas mehr an Kraft verliert, als er bei den entsprechenden Temperaturerniedrigungen wieder gewinnt.

Dass aber auch bei bedeutender und anhaltender Temperaturerniedrigung die magnetische Intensität eines Stabes eine Einbusse erleidet, wird durch die folgenden Beobachtungen, die meist in GEHLER's physikalischem Wörterbuch n. B. 4, 163 zusammengestellt sind, wahrscheinlich. Es bemerkten nämlich schon 1631 LUCAS FOX[32] und 1731 CHRIST. MIDDLETON[33], dass in der Hudsonsbay die Compassnadeln ihrer Schiffe die Beweglichkeit verloren. HEINR. ELLIS[34], welcher 1746 und 1747, und Capt. ROSS[35], welcher 1818 in denselben Gewässern ähnliche Beobachtungen machten, überzeugten sich, dass nicht die Nähe des magnetischen Nordpols, noch die Nachbarschaft von Bergen, sondern die niedrige Temperatur die Ursache der Erscheinung sei, indem die Magnetnadeln in geheizten Räumen die Beweglichkeit wiedererhielten. Nach Versuchen von Dr. SANTIS, über welche von einem Ungenannten[36] berichtet wird, soll sogar bei genügend grosser Kälte die Magnetnadel dauernd ihre Eigenschaft verlieren, sich nach den Erdpolen einzustellen und einer Eisenstange zu folgen, ja sie soll sogar von einem Magneten nicht mehr angezogen oder abgestossen werden (!). Ein dagegen angeführter Versuch, darin bestehend, dass eine in mit Schwefelkohlenstoff getränkten Leinzeug gewickelte und in starker Zugluft bis unter den Gefrierpunkt des Quecksilbers erkältete Magnetnadel nichts

Aehnliches zeigte, darf nicht zur Widerlegung der obigen Beobachtungen als genügend angesehen werden. Ebenso wenig möchte ich einen Versuch dagegen anführen, den ich bezüglich jener Bemerkung selbst anstellte. Ich umgab nämlich einen Magnetstab von 100mm Länge und 17mm Breite und Dicke ringsum mit verdampfendem Kohlensäureschnee, wodurch er einer Temperatur von —57° C. ausgesetzt wurde, aber eine in der Nachbarschaft äusserst beweglich aufgehangene Magnetnadel immer noch stärker ablenkte, als vorher und nachher, wo er sich in einer Temperatur von wenig mehr als 0° befand. Zu gleichem negativen Ergebniss kam A. Erman [37], indem er fand, dass eine Nadel bei +13° zu 10 Schwingungen 25,58 Secunden gebrauchte, bei —9°,5 aber nur 25,5 Secunden, also in der Kälte stärker geworden war. In allen angeführten Fällen sind nämlich die Temperaturdifferenzen ziemlich gering gewesen und jedenfalls hat die Einwirkung der Kälte nur unverhältnissmässig viel kürzere Zeit stattgefunden, als während der Polarreisen, auf denen jene eigenthümliche Wirkung beobachtet worden ist. Auch ist zu bedenken, dass in keinem von allen Versuchen die chemische und physikalische Beschaffenheit des Stahles näher erwogen wurde, aus dem die Nadeln bestanden, und es ist wohl denkbar, dass von dieser das Verhalten des Magnetismus wesentlich abhängen dürfte. Dazu kommt noch, dass Kupffer [38] versichert, er habe sich durch sorgfältige und vielfache Versuche überzeugt, dass Magnete auch durch Erkältung etwas von ihrer Kraft verlieren, ebenso wie durch Erwärmung. Die Frage also, ob die Magnete in grosser Kälte eine dauernde und wesentliche Einbusse an Kraft erfahren, ist noch nicht als erledigt zu betrachten.

Was die andern, einer selbständigen Polarität fähigen Substanzen betrifft, so hat Erman [37] noch Magneteisenstein und Nickel untersucht. In Betreff des Nickel haben sich nur schwankende Resultate ergeben, jedesmal nach Beendigung einer Versuchsreihe fand sich nämlich eine bedeutende Verstärkung des der schwingenden Prüfungsnadel nächsten Poles, und es scheint somit, als ob sich das Nickel dem weichen Eisen ähnlich verhalte, d. h. von den gewöhnlichen Temperaturen aufwärts bis zur beginnenden Gluth eine grössere Magnetisirungsfähigkeit beweise. — Der Magneteisenstein dagegen erleidet durch Temperaturerhöhung ebenfalls Kraftverluste, aber in bei weitem geringerem Grade, als gestrichene Stahlstäbe. Ein rechtwinkliches Prisma aus Magneteisenstein von 36,8 Zoll, 5 und 10,5 Linien in Seite, äusserte auf eine vor ihm schwingende Nadel folgende Kräfte:

	1.	0,886	0,880	0,864	0,852
bei Temperaturen:	0°	166°,4	182°,3	230°,6	245°,2.

„Der Magneteisenstein hatte daher 0,85 seiner anfänglichen Kraft behalten bei derselben Temperaturerhöhung, die einer Stahlnadel nur etwa 0,18 der ihrigen gelassen haben würde.“

V. Während nach dem Gesagten polare Magnete in höheren Temperaturen ihre Kraft verlieren, zeigt sich, dass weiches Eisen und unmagnetischer Stahl in der Weissglühhitze nicht einmal mehr von gewöhnlichen Magneten angezogen werden. Schon William Gilbert [25] bemerkte, dass heftig glühendes Eisen nicht mehr dem Magneten folgt, wohl aber, wenn es etwas von der Hitze verloren hat. Musschenbroek [39] glaubt zwar das Gegentheil gefunden zu haben, doch rechtfertigte Brugmans [40] die erstere Behauptung, indem er nachwies, dass Musschenbroek das Eisen nicht während der stärksten Gluth geprüft haben konnte. Cavallo [41] fügte dem noch die Bemerkung hinzu, dass das weiche Eisen in einer der Glühhitze näheren Temperatur dem Magneten mehr folge, als der weiche Stahl. Christie [28] erweiterte dieses dahin, dass das weiche Eisen sogar mit einer Temperaturzunahme für magnetische Reactionen empfänglicher werde, und Kupffer [42]

sprach endlich aus, dass das weiche Eisen in der dunkelsten Rothglühhitze sogar das Maximum der Fähigkeit besitze, magnetische Vertheilung anzunehmen. Durch einen einfachen, von RITCHIE [43] angegebenen Versuch lässt sich diese Thatsache folgendermassen veranschaulichen. Ein starker Eisendrath wird in die Gestalt *abc* der *Fig. 298* gebogen und zwischen seinen Enden *a* und *b* ein Magnetpol *s* so aufgestellt, dass er nach keiner Richtung eine Ablenkung erfährt, so lange der Drath kalt ist. Wird dann der Drath ein paar Zoll vom Ende *b* bis zur Weissgluth erhitzt, so wird die Nadel von *a* stärker angezogen. Erkaltet demnächst der Drath bis zur Rothgluth, so wird *s* von *b* stärker angezogen, als von *a*, und erkaltet er noch weiter, so tritt allmälig das ursprüngliche Gleichgewicht wieder ein. Ist *s* ein Südpol, wird bei *c* das $\left.\begin{matrix}\text{Nord-}\\\text{Süd-}\end{matrix}\right\}$ Ende eines Magnetstabes angelegt und dann das Ende *b* bis zur Weissgluth erhitzt, so wird *s* von *a* stark $\left.\begin{matrix}\text{angezogen}\\\text{abgestossen}\end{matrix}\right\}$. Während der Rothgluth wird aber *s* von *b* stark $\left.\begin{matrix}\text{angezogen}\\\text{abgestossen}\end{matrix}\right\}$.

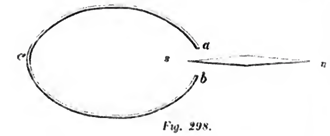


Fig. 298.

E. BECQUEREL [44] fand, dass die Magnetisirungsfähigkeit des weichen Eisens bei der Kirschrothgluth verschwindet, und dass zwischen der gewöhnlichen Temperatur und der Dunkelrothgluth sich sein Magnetismus um $^4/_{100}$ vermehrt. Auch für Gusseisen und Stahl findet er eine Vermehrung der magnetischen Vertheilungsfähigkeit mit der Temperatur, so dass dieselben vor dem ebenfalls bei der Kirschrothgluth (?) statthabenden magnetischen Grenzwerth denselben specifischen Magnetismus hätten, als das weiche Eisen. Es muss bemerkt werden, dass die Messungen mit einer Torsionswage angestellt wurden, in welcher die Substanzen mittelst eines Platinbügels an einem Torsionsdrath von Platin aufgehangen waren.

VI. Stellt man weiches Eisen in die Richtung der Neigungsnadel, so wird bekanntlich das untere Ende nordpolar, das obere südpolar. Es wurde aber schon 1694 von einem Experimentator J. C. [45] beobachtet, dass, im Gegensatz zu permanenten Magneten, Stäbe und Drähte von Eisen in dieser Richtung stehend und an einem Ende erhitzt, daselbst einen stärkeren Pol zeigen, als wenn sie kalt sind, indem sie eine dagegen gehaltene Prüfungsnadel in der Hitze stärker anziehen, als nach dem Erkalten.

Diese Versuche sind vielfach wiederholt worden, z. B. von DU FAY [46], SERVINGTON SAVERY [47], CAVALLO [48] u. A., am ausführlichsten von BARLOW [49]. Er kam zu dem Ergebniss, dass in der gewöhnlichen Temperatur verschiedene Eisen- und Stahlsorten desto leichter durch den Erdmagnetismus Polarität annehmen, je weicher sie sind. Diese Empfänglichkeit verhielt sich z. B. für weiches Eisen und harten Gussstahl wie 100 : 49, und Gusseisen zeigte sich noch etwas schwächer. Glühende Eisen- und Stahlstangen auf einem passenden Gestell in die Richtung der Neigungsnadel gebracht, und in der Nachbarschaft einer Bussole der allmäligen Erkaltung überlassen, zeigten in Uebereinstimmung mit älteren Versuchen, dass alle Sorten in der Weissglühhitze keine Wirkung auf die Nadel ausübten, dass aber in der dunklen Rothglühhitze das Gusseisen sich etwas stärker magnetisch bewies, als die andern Sorten.

Bei Gelegenheit dieser Versuche entdeckte er in Gemeinschaft mit BONNYCASTLE die sonderbare Thatsache, dass, während die Eisenstäbe in der Weissglüh-

hitze keine Ablenkung an der Compassnadel hervorbrachten, sie in der Rothglühhitze eine umgekehrte Polarität annahmen von derjenigen, die sie in Folge des Erdmagnetismus annehmen sollten. Diese Ablenkung war am stärksten, wenn die Mitte des zu prüfenden Stabes nicht weit über oder unter der Horizontalebene der Nadel sich befand. Standen dagegen die Enden der Stäbe in dieser Ebene, so wurde gar keine Ablenkung beobachtet. In der Blutrothglühhitze wechselte die Polarität, und schlug in die normale um, bei welcher es mit weiter fortschreitender Erkaltung verblieb. Versuche über eine Ablenkung jenseits der Enden der Stäbe scheinen nicht angestellt worden zu sein. Als einzig wahrscheinliche Erklärung dieser sonderbaren Erscheinung giebt der Verfasser an, dass die Enden der Stangen schneller erkalten als die Mitte, somit fähig werden, durch den Erdmagnetismus Polarität zu erhalten, welche Fähigkeit der Mitte noch abgeht. Dadurch entstehen an den Enden zwei gesonderte Magnete mit normaler Polarität, also wird die Mitte durch zwei scheinbar anormale Pole begrenzt, die in einander zu einer Indifferenzstelle überfliesen in dem Maasse als die Erkaltung fortschreitet, und dann die normale Polarität der Enden allein zurücklassen.

Zu derselben Erklärung kommen SEEBECK [50], sowie KUPFFER [42]. Ueber die Einrichtung des Gestelles für die während der Erkaltung zu beobachtenden Nadeln ist bei BARLOW nichts Näheres mitgetheilt. Vermuthlich war es so beschaffen, dass in Folge desselben die Erkaltung von den Enden nach der Mitte verschritt. Fasst man nämlich eine glühende Eisenstange mit kalten Zangen an zwei Stellen *a* und *b* der *Fig. 299*, die dem Ende nahe liegen, so lassen sich vier Pole n_1, s_1, n und s in deren Nachbarschaft nachweisen, von denen n_1 und s mit fortschreitender Erkaltung nach der Richtung der Pfeile rücken, bis sie in der Mitte angekommen sich zur gegenseitigen Vernichtung vereinigen. BARLOW dürfte nur diese beiden Pole untersucht, die Pole n und s_1 aber unbeachtet gelassen haben. — Wird aber die Stange mit einer in der Mitte *c* der *Fig. 300* angreifenden kalten Zange in der Richtung der Neigungsnadel gehalten, so bilden sich nur die normalen Pole n und s, welche mit fortschreitender Erkaltung nach den Enden rücken.

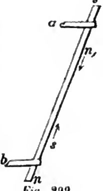


Fig. 299.

KUPFFER glaubt nun, es habe BARLOW um deswillen die Pole n und s_1 der *Fig. 299* übersehen, weil dieselben jenseits und ausserhalb der Stabenden gelegen haben könnten. Denn er beobachtete, dass, wenn die Indifferenzstelle eines Magnetstabes nicht in dessen Mitte liegt, der eine Pol (d. i. der Mittelpunkt der auf eine in die Nachbarschaft befindlichen Nadel wirkenden Kräfte) näher an demjenigen Stabende zu suchen ist, welchem sich der Indifferenzpunkt angenähert hat, und habe sich letzterer sehr angenähert, so liege der Pol sogar um eine beträchtliche Grösse ausserhalb des nächsten Stabendes.

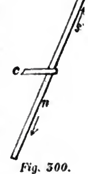


Fig. 300.

Auffällig ist es, dass BARLOW jene beiden normalen Pole nicht beobachtete, obschon er seiner Erklärung zufolge sicher darnach gesucht haben muss, und dass sie SEEBECK, wie es scheint, nur darum hervorbrachte, weil er die Erkältung der Eisenstange in der Nähe der Enden vornahm und nicht an den Enden selbst. Sollte also wirklich die anormale Polarität in BARLOW's Versuchen sich dargeboten haben, so möge hier einstweilen die Versicherung genügen, dass auch diese sich erklären lässt, bezüglich der Erklärung selbst mag aber auf die später folgende Theorie des Magnetismus verwiesen werden.

VII. Der Einfluss der Temperatur auf die magnetischen Eigenschaften anderer als eisenhaltiger Substanzen hat zu ganz analogen Ergebnissen geführt. In sehr hohen Temperaturen zeigte sich nämlich überall eine Abnahme der Fähigkeit, magnetische Vertheilungen kund zu geben. POUILLET [51] fand, dass Kobalt über die hellste Rothglühhitze hinaus noch seine magnetischen Eigenschaften bewahrt, und das bestätigte FARADAY [52], indem er (zufolge der letzten der citirten Untersuchungen) sich überzeugte, dass diese Temperatur dem Schmelzpunkt des Kupfers nahe liegen müsse. Für Nickel fand POUILLET die magnetische Grenze bei 350° C., etwa beim Schmelzpunkt des Zink, und FARADAY bei etwa 370° C (oder 630—640° F). Nach POUILLET verliert Chrom seine Magnetisirungsfähigkeit schon unterhalb der dunklen Rothgluth, und Mangan ist nur bei —20° bis —30° C. magnetisch, welche letztere Beobachtung im Wesentlichen auch von BERTHIER [53] bestätigt wird. FARADAY hat jedoch das Chrom gar nicht magnetisch finden können, und was die schwachen Spuren von Magnetismus betrifft, die er an einem Stück Manganmetall nachweisen konnte, so glaubt er, dass sie von schwachen Verunreinigungen mit Eisen hergerührt haben, sowie er das Chrom auch nicht in niedrigen Temperaturen und das Mangan alsdann wenigstens nicht stärker magnetisch fand. FARADAY erkältete die untersuchten Substanzen entweder in verdampfender schwefliger Säure oder in einem Gemenge von Kohlensäureschnee und Aether, und prüfte sie dann an einem astatischen Magnetsystem mit kurzen Nadeln. Gegen diese Beobachtungsmethode ist zunächst einzuwenden, dass die immerhin schwachen Nadeln überhaupt nur eine schwache Vertheilung des Magnetismus hervorbringen können, und die sonach gewonnene äusserst geringe Kraft das ganze astatische System in Bewegung setzen muss, wenn eine Aeusserung derselben wahrgenommen werden soll. In Wahrheit ist auch FARADAY durch spätere bessere Beobachtungen zu mehrfach modificirten Ergebnissen gekommen, durch die älteren war er sogar verleitet worden, längere Zeit die magnetischen Eigenschaften des Kobalt in Abrede zu stellen.

Ausser den genannten untersuchte FARADAY noch eine grosse Anzahl anderer Substanzen und zwar:

Gold	Silber	Kupfer
Platin	Palladium	Zinn
Zink	Graphit	Spatheisenstein
Blei	Gasretortenkohle	Berlinerblau
Kadmium	Kish	Eisenvitriol
Rhodium	Orpiment	Kalomel
Titan	Realgar	Chlorsilber
Iridium	Schwefelantimon	Chlorblei
Osmium	Schwefelwismuth	Arsenoxyd
Antimon	Schwefelkupfer	Antimonoxyd
Arsen	Schwefeleisen	Bleioxyd
Wismuth	Schwefelblei	Wismuthoxyd
ROSE's Metall	Schwefelsilber	Zinnstein
Spiegelmetall	Schwefelzinn	Braunstein

in ähnlicher Weise wie die zuvor genannten, doch ohne eine derselben magnetisch wirksam zu finden. Nichts destoweniger bleibt aber um deswillen, weil Eisen und andere Substanzen in hohen Temperaturen ihre Magnetisirungsfähigkeit verlieren, noch immer die Wahrscheinlichkeit bestehen, dass nur ein Temperaturunterschied oder ein damit in Zusammenhang stehender anderweitiger Zustand der Materie es bedingt, ob Zeichen der Magnetisirung hervortreten oder nicht. Die Erkältung kann

ja im Vergleich mit der Erhitzung, der man die Substanzen auszusetzen vermag, nur bis zu einem geringen Grade fortgesetzt werden.

E. Becquerel[44] fand durch die schon in Nr. V besprochene Untersuchungsmethode die magnetische Grenze des Nickel schon bei 400° C. und die des Kobalt bei der Weissglühhitze. Die Kohlenstoffverbindungen beider Metalle verhielten sich wie die Metalle selbst. Auffällig ist es aber, dass diesen Untersuchungen zufolge eine Stange von weichem hämmerbaren Nickel unter Einfluss eines Magneten eine gleiche Schwingungsdauer, also denselben specifischen Magnetismus haben soll, als eine weiche Eisenstange von gleicher Länge und gleichem Gewicht, und dass Becquerel ein gleiches Verhalten auch für den Kobalt voraussetzt.

VIII. In derselben Abhandlung finden sich auch Versuche über den Einfluss einer mechanischen Vertheilung des Eisens auf dessen magnetisches Verhalten. Wurde eine Stange von unmagnetischer Substanz, in welcher mehr oder weniger Eisen gleichmässig vertheilt war, unter Einfluss eines Magnetstabes geprüft, so fand sich, dass die Elementarwirkung des Magneten porportional dem Quadrate der Menge des vertheilten Eisens war, wenn dasselbe eine grössere Dichtigkeit als $^1/_{10}$ von der des massiven Eisens hatte. War aber das Eisen noch feiner vertheilt, so verhielt sich jene Elementarwirkung nur wie die einfache Dichtigkeit desselben. Im Uebrigen war es gleichgültig, ob das Eisen in Form von Feilspähnen oder in dem noch feineren Pulver dem Magneten dargeboten wird, wie man es durch Reduction des Eisenoxyd mit Wasserstoff erhält.

Wird Kobaltschwamm zusammengedrückt oder geschlagen, so nimmt seine Coercitivkraft in bedeutendem Maasse zu.

IX. Was endlich den Einfluss des Magnetismus auf Krystallisation und chemische Wirkung betrifft, so haben die vielen darüber angestellten Versuche zu so entgegengesetzten Ergebnissen geführt, dass es genügen mag, auf die Zusammenstellung der hierauf bezüglichen Literatur zu verweisen, wie sie von Gmelin[64] ausführlich gegeben worden ist.

---

1 Lehmann. *Novi commentarii academiae Petropolitanae. 12. 368 (1766—67). Petropoli 1768.

2 Brugmans. Magnetismus seu de affinitatibus magneticis observationes academicae. Leiden 1778. 4. — *Uebersetzt von Eschenbach. Leipzig 1781. S. 164.

3 Brugmans. *Philosophische Versuche über die magnetische Materie. Deutsch von Eschenbach. Leipzig 1784. S. 293.

4 v. Arnim. *Gilb. Ann. 3. 49 (1800).

5 Ritter. *Gilb Ann. 4. 15 (1800).

6 Cavallo. *Abhandlungen vom Magnet. Aus dem Englischen. Leipzig 1788. S. 172 ff.

7 Bennet. *Philosoph. Transact. for 1792.* — Gren's Journal der Physik. 7. 372.

8 Coulomb. *Journal de physique.* T. 54, p. 240. 367. 454. Vortrag vor dem Institut national im Juni 1802. — Daraus in *Gilb. Ann. Bd. 11, S. 254 u. 367 (1802) und Bd. 12, S. 194 (1803). Ferner in *Mém. de l'Inst. de France 1812* und daraus in *Gilb. Ann. 64. 395 (1820).

9 Biot. **Traité de physique experimentale.* 3. 117 ff. (Paris 1816). — Uebers. von Fechner (Leipzig 1829). 4. 84.

10 Gilbert in *Gilb. Ann. 12. 204 (1803).

11 Biot. *Précis élémentaire de physique.* 2e ed. 2. 78.

12 Lamé. *Cours de physique.* *Uebers. von Schnuse. 3. 143.

13 de Haldat. **Arch. de l'Electricité.* 3. 285 (1843). — Aus *Comptes rend.* 1841 und *Mém. de l'Acad. de Nancy.* 1841.

14 le Baillif. *Pogg. Ann. 10. 507 (1827) aus *Bull. universel des sciences.* Sect. 1, T. 8, p. 87.

15 Saigey. *Bulletin univers.* V. 9, p. 89. 167. 239. Vergl. Dove in *Pogg. Ann. 54. 225 (1841). **Ann. de ch. et de ph.* [3.] 4. 358. — Auch *Baumgartner und Ettinghausen Zeitschr. 4. 492 (1828).

16 Muncke. *Pogg. Ann. 6. 361 (1826).

17 SEEBECK. Abhandlg. der Berliner Akad. von 1827. S. 147. — *Pogg. Ann. 10. 203 (1827).
18 A. C. BECQUEREL. *Ann. de ch. et de ph. 36. 337. — *Pogg. Ann. 12. 622 (1828).
19 DE HALDAT. *Ann. de ch. et de phys.* t. 65. Daraus in **Arch. de l'Électr.* 3. 283 (1824).
20 A. DE LA RIVE. **Ampère Recueil.* p. 285. — *Ann. de ch. et de ph.* 21. 48. — *Lu à la soc. de phys. et de l'hist. natur. de Génève le 4. sept. 1822.*
21 AMPÈRE. **Blainville Journ. de phys. ct.* 93. 447 (1821). — *Gilb. Ann. 72. 136 (1822).
22 A. C. BECQUEREL. **Ann. de ch. et de ph.* 25. 269 (1824). — *Pogg. Ann. 8. 367 (1826). — Ferner in *Pogg. Ann. 10. 292 (1827). Aus *Bullet. univers. sect.* 1. T. 7. p. 371 und *Globe* vom 3. Apr. 1827. — Sitzg. der philomat. Gesellsch. vom 31. März 1827.
23 DOVE. *Pogg. Ann. 54. 325 (1841). — **Ann. de ch. et de ph.* [3]. 4. 358 (1842) im Auszug.
24 DOVE's Differentialinductor für Maschinenelektricität. Näheres darüber in *Pogg. Ann. 54. 310 (1841) und an vielen andern Orten.
25 GUILELMI GILBERTI **de magnete magneticisque corporibus et de magno magnete tellure physiologia nova.* Londini 1600. p. 66.
26 SERVINGTON SAVERY. **Philosoph. Trans. for 1730.* p. 295, Nr. XXIV sq.
27 LEMERY (le fils). **Hist. de l'Acad. des scienc. de Paris. An 1706.* Amsterdam 1708. p 163. — *Mém. de l'Acad. de Paris 1706.* p. 131.
28 CHRISTIE. *Pogg. Ann. 6. 239 (1826). Aus *Phil. Tr. for 1825.* pt. 1.
29 HANSTEEN. *Pogg. Ann. 9. 161 (1827).
30 HANSTEEN. *De mutationibus quas subit momentum virgae magneticae. Christianiae 1842.
31 LAMONT. U. a. *Pogg. Ann. 82. 440 (1851).
32 LUCAS FOX. Vergl. *J. R. Forster, Geschichte der Entdeckungen und Schifffahrten im Norden. Frkf. a. O. 1784. S. 417.
33 CHR. MIDDLETON. **Phil. Tr. for 1733.* Juli—Oct. Nr. 429. — Vergl. HANSTEEN. Untersuchungen über den Magnetismus der Erde. Christiania 1819. Bd. 1, S. 379.
34 ELLIS. *Voyage à la baie de Hudson.* Leyde 1750. p. 279. 288.
35 JOHN ROSS. *Voy. to the Baffinsbay.* London 1819. 4. Appendix p. XIV, XVII, XXIX *Uebers. v. NEMNICH. Leipzig 1820. S. 164. 175.
36 Dr. SANCTIS. **Ann. de ch. et de ph.* 21. 439 (1822).
37 A. ERMAN. *Pogg. Ann. 23. 485 (1831).
38 KUPFFER. *Pogg. Ann. 39. 226 (1836).
39 MUSSCHENBROEK. **Diss. phys. de magnete.* Viennae 1754. p. 266.
40 BRUGMANS. Citat Nr. 3, S. 13.
41 CAVALLO. Citat Nr. 6, S. 190.
42 KUPFFER. *Pogg. Ann. 12. 121 (1828). — Aus *Ann. de ch. et de ph.* 35. 50.
43 RITCHIE. *Pogg. Ann. 14. 158 (1828). — *Quarterly Journ. of science.* N. s., Nr. 6, p. 288.
44 E. BECQUEREL. **Compt. rend.* 20. 1708 (1845 *séance du 9 Juin*). *Archives de l'électricité* 5. 491. — *L'Inst.* Nr. 598.
45 J. C. **Phil. Tr. for 1694.* p. 257, Nr. 3.
46 DU FAY. **Hist. de l'Acad. des sc. de Paris.* Année 1728. Amsterdam 1732. — *Mém. de l'Acad. de Paris.* Année 1728. p. 361.
47 SERVINGTON SAVERY. U. a. *XXV der unter 21 citirten Abhandlg.
48 CAVALLO. *Citat Nr. 6, S. 51.
49 BARLOW. *Gilb. Ann. 73. 229 (1823). — Aus den *Phil. Tr. for 1822.* p. 1. — Gehler's physik. Wörterb. n. B. 6. 840. — *Barlow. *An essay on magnetic attractions etc. Second ed.* London 1823. p. 142 sq.
50 SEEBECK. *Pogg. Ann. 10. 47 (1827). — Akad. der Wissensch. zu Berlin vom 22. März 1827.
51 POUILLET. *Éléments de phys. et de météor.* T. 1. Pt. 2. p. 89. Daraus u. a. in *Pogg. Ann. 37. 429. Anm. (1836).
52 FARADAY. [a] *Pogg. Ann. 37. 423. (1836) aus *Philos. Mag.* [3.] 8. 177.
[b] *Pogg. Ann. 47. 218. (1839) aus *Phil. Mag.* [3.] 14. 161.
[c] *Pogg. Ann. 65. 643. (1845) aus *Phil. Mag.* [3.] 27. 1.
53 BERTHIER. **Philos. Mag.* [3]. 9. 65. (Juli 1836).
54 GMELIN. *Handbuch der Chemie. 5. Aufl. 1852. Bd 1, S. 458.

§. 42. Paramagnetismus und Diamagnetismus; besonders der festen und tropfbaren Körper.

Auf die im vorigen Paragraphen zusammengestellten Thatsachen beschränkte sich ungefähr die Kenntniss von den Aenderungen der Magnetkräfte, als Faraday im Jahre 1845 abermals mit einer wichtigen Entdeckung überraschte. Er hatte gefunden, dass ein polarisirter Lichtstrahl, welcher sich durch eine tropfbarflüssige oder durch eine feste amorphe oder dem regelmässigen Krystallsystem angehörige Substanz bewegt, eine Drehung der Polarisationsebene erfährt, sobald die Substanz dem Einfluss des Magnetismus ausgesetzt wird. Ingleichen hatte er nachgewiesen, dass alle Körper, ohne Ausnahme, gegen starke magnetische Kräfte dadurch reagiren, dass sie entweder angezogen oder abgestossen werden. Der zweite Theil der Entdeckung mag als der allgemeinere zuerst behandelt werden, in Gemeinschaft mit denjenigen Erweiterungen, die dieses Gebiet durch andere Forscher erfuhr.

Durch Faraday's Entdeckung ist zunächst dargethan worden, dass der Magnetismus eine aller und jeder Substanz zukommende Kraft ist. Insofern aber der Magnetismus translatorische Bewegungen zu veranlassen im Stande ist, reagiren verschiedene Körper entgegengesetzt gegen denselben. Einige werden nämlich in ihrer ganzen Masse von jedem einzelnen Magnetpol angezogen, wie dies schon lange für das Eisen bekannt ist. Hängt man einen solchen Körper in länglicher Form zwischen zwei einander zugekehrten Polen eines starken Elektromagneten auf, so stellen sie sich mit ihrer Längsrichtung axial, d. h. von Pol zu Pol. Diese werden paramagnetische Körper (oder magnetische Körper im engeren Sinne) genannt, und hierzu gehören ausser Eisen vorzüglich noch Nickel, Kobalt, Chrom, Mangan, Cer, sowie deren Oxyde, Salze und Lösungen mit wenigen Ausnahmen. Sehr stark magnetisch ist auch das Sauerstoffgas, schwächer das Stickoxydgas. Schwach paramagnetisch zeigten sich noch Platin, Titan, Palladium, vielleicht auch Rhodium, Irid und Osmium und die meisten Oxyde und Salze derselben. Alle anderen Körper werden aber in ihrer ganzen Masse von jedem einzelnen Magnetpol abgestossen, und stellen sich, wenn sie in länglicher Form zwischen zwei Magnetpolen an einem Faden in horizontaler Ebene leicht beweglich aufgehangen werden, äquatorial, d. h. senkrecht zu der Verbindungslinie der Pole. Diese werden diamagnetische Körper genannt. Die letztere Erscheinung zeigen am deutlichsten: Wismuth, reines Antimon, Phosphor, Wachs.

Ein äusseres Unterscheidungszeichen zwischen paramagnetischen und diamagnetischen Körpern ist nicht nachzuweisen. Im Allgemeinen sind die ersteren dunkler gefärbt, als die letzteren. Doch giebt es von dieser Regel sehr viele Ausnahmen.

Die diamagnetische Abstossung geschieht mit ungleich geringerer Kraft, als man im Allgemeinen bei den paramagnetischen Anziehungen zu sehen gewohnt ist. Deshalb ist eine ausserordentliche Beweglichkeit der zu prüfenden Körper und eine starke magnetische Kraft zur Darstellung der Erscheinungen nöthig. Die hierher gehörigen Versuche pflegt man so anzustellen, dass man die nach

oben gekehrten Pole n und s eines auf *Taf. I*, *Fig. VII*, abgebildeten starken Elektromagneten mit Eisenstücken von der Form b und c oder d bedeckt, um sie gewissermassen nach der Mitte hin zu verlängern und den entwickelten Magnetismus auf ein kleines Feld zu concentriren. In diesem Felde hängt man an einem einfachen Coconfaden oder an einer Drehwage oder wohl auch an einer gewöhnlichen Wage diejenigen Körper auf, deren magnetische Eigenschaften man kennen lernen will. Nicht immer sind jedoch so umständliche Mittel zum Nachweis der hierher gehörigen Erscheinungen nöthig. Vielmehr zeigen schon schwächere Elektromagnete, ja sogar kräftige Stahlmagnete die diamagnetische Abstossung. Auch die Beweglichkeit der diamagnetischen Körper darf unter Umständen sehr vermindert werden, so dass man sogar mit Wismuthspähnen in ähnlicher Weise diamagnetische Figuren darzustellen im Stande ist, wie man magnetische Figuren mit Eisenfeilspähnen erzeugt.

Doch bedürfen die Versuche ausser der gewöhnlichen experimentellen Umsicht noch ganz besonderer Vorsichtsmassregeln, um Täuschungen auszuschliessen. Zunächst ist das nothwendig bei Anwendung von Polplatten, deren einander zugewandte Enden in parallele Flächen ausgehen. Zwischen und vor solchen Flächen stellen sich viele Körper ganz anders ein, als vor zugespitzten Polen. Hierher gehören ganz besonders schwach magnetische pulverförmige Substanzen, wie z. B. Eisenoxyd, welche sich vor der Mitte solcher ebenen Polenden parallel zu denselben stellen, während sie gegenüber dem Rande die normale Lage annehmen. — Ferner ist auf die Inductionswirkung zu achten, welcher gut leitende Metalle, z. B. Kupfer, ausgesetzt sind, wenn in ihrer Nachbarschaft die Pole des Elektromagneten plötzlich in Thätigkeit oder ausser Thätigkeit gesetzt werden durch Schliessen oder Oeffnen des magnetisirenden Stromes. Hierdurch werden unter günstigen Umständen die Körper im ersten Falle gegen die axiale, im andern gegen die äquatoriale Lage plötzlich bewegt, ohne dass sie magnetisch zu sein brauchen. Selbstredend finden diese Erscheinungen nicht statt bei Nichtleitern der Elektricität, wie Phosphor, Wachs. Aber auch diejenigen, bei denen man sie beobachtet, gehen langsam in die äquatoriale Lage zurück, wenn sie sich beim Schliessen des magnetisirenden Stromes der axialen Lage rasch zubewegen. Diese Erscheinung hat den Namen **Revulsionserscheinung** erhalten.

Wenn nun aber auch der Magnetismus eine aller Substanz zukommende Kraft ist, so ist es doch unabhängig von der Substanz als solcher, d. h. als einer chemischen Qualität, ob der Magnetismus sich als Paramagnetismus oder als Diamagnetismus äussert, und ebenso wenig geht die Stärke des magnetischen und diamagnetischen Verhaltens mit der chemischen Beschaffenheit Hand in Hand. Vielmehr gehen diese beiden Verhaltungsweisen bei denselben Substanzen in einander über, je nachdem die Dichtigkeit eine andere wird oder der Aggregatzustand sich ändert oder die Substanzen sich chemisch verbinden. So z. B. verhalten sich manche Metalle paramagnetisch, wenn sie hartgeschlagen sind, diamagnetisch, wenn sie durch Glühen wieder weich gemacht werden. Ingleichem ist ein Gemenge von gasförmiger Untersalpetersäure und Stickoxydgas (dem man früher den Namen salpetrige Säure

gab) paramagnetisch; es wird aber diamagnetisch, wenn es durch Kälte zu einer tropfbaren Flüssigkeit coërcirt worden ist. Das Eisen, das Nickel u. a. Substanzen verlieren, wie bekannt, in hohen Temperaturen und namentlich geschmolzen fast gänzlich ihre paramagnetischen Eigenschaften. Dasselbe ist für das Wismuth bezüglich der diamagnetischen zu sagen. Wismuth zieht sich beim Schmelzen stark zusammen. Ob aber diejenigen Substanzen, die sich beim Schmelzen ausdehnen, wie Paraphin, Stearin, Schwefel, Phosphor, auch stärker diamagnetisch werden, ist noch nicht mit Sicherheit ermittelt. Ferner sind rohes Muskelfleisch, Blutkörperchen, gelbes Blutlaugensalz stark diamagnetisch, obwohl sie viel Eisen enthalten, und auch nach Beseitigung des Eisens sich nicht etwa so überwiegend diamagnetisch verhalten, dass man glauben könnte, es würde der Paramagnetismus des Eisens durch den Diamagnetismus der anderen Gemengtheile überwogen. Ingleichem ist Eisenoxyd sehr schwach paramagnetisch trotz des starken paramagnetischen Verhaltens für beide Gemengtheile. Dahingegen ist aber z. B. Kupferchlorid und Ammoniakkupferoxydul und Oxyd paramagnetisch trotz des diamagnetischen Verhaltens vom Kupfer und des indifferenten, jedenfalls nicht paramagnetischen des Chlors.

Was insbesondere die Untersuchungsmethoden für tropfbare Flüssigkeiten anbelangt, so können dieselben in dünnwandigen Glasröhren eingeschlossen und an einem ungedrehten Seidenfaden im Magnetfelde aufgehangen werden. Besser verfährt man, wenn man sie in flache Uhrgläser oder auf Glimmerplättchen giesst, die mit einem Siegellackrand umgeben sind, und sie mit diesem auf die einander zugekehrten Enden der Polplatten stellt. Auch kann man sie mit Vortheil in schmale, mit parallelen Glaswänden versehene Rinnen bringen und mit diesen zwischen die einander zugewandten Polenden stellen. Unter den letzteren Bedingungen ändern sie, sobald man den Magnet in Thätigkeit versetzt, die Gestalt. Hatten sie sich vorher kreisförmig in der Schaale ausgebreitet, so wird der Umfang zu einer ellipsenartigen Figur und zwar mit polar oder äquatorial gerichteter grosser Axe, je nachdem das Verhalten der Flüssigkeiten ein paramagnetisches oder ein diamagnetisches ist. Im ersteren Falle zeigt gleichzeitig das Profil Erhebungen über die Polenden, die, wenn die letzteren nahe stehen, zu einer einzigen Erhebung über der Mitte sich vereinigen. Ist dagegen die Flüssigkeit diamagnetisch, so zeigt das Profil über den Polenden Vertiefungen, was mit der im Wesen des Paramagnetismus und Diamagnetismus sich aussprechenden Anziehung und Abstosssung im augenscheinlichsten Zusammenhang steht.

I. Faraday's Entdeckung des Diamagnetismus wurde zuerst durch die Tagesliteratur [1] und dann durch Veröffentlichung eines Briefes an Dumas [2] in der französischen Akademie bekannt. Pouillet [3] wiederholte sofort vor dieser gelehrten Körperschaft die Versuche und erst später erschienen Originalmittheilungen in der zwanzigsten [4] und eine Fortsetzung und Erweiterung in der einundzwanzigsten Reihe von Experimentaluntersuchungen über Elektricität [5].

Um die schwachen Wirkungen des Magnetismus auf andere als die vorzugsweise magnetischen Körper wahrnehmbar zu machen, war durch Coulomb's Drehwage und Aufhängung an Seidenfäden bezüglich der Beweglichkeit die äusserste Grenze erreicht; es blieb nur noch übrig, stärkere magnetische Kräfte anzuwenden,

um die Substanzen zu einer energischeren Reaction zu veranlassen, als das bisher geschehen war. Zu dem Ende benutzte FARADAY Elektromagnete statt der bisher fast ausschliesslich zur Anwendung gekommenen permanenten Magnete, und namentlich die in §. 15, Nr. 11, S. 97, beschriebenen Constructionen. Doch sind nur zu wenigen Untersuchungen so grosse Apparate nöthig. In gewöhnlichen Fällen genügt nach POGGENDORFF's Vorgang [6] schon ein Eisenkern von etwa 20mm Durchmesser und 350mm Länge, der hufeisenförmig gebogen, mit etwa 4 Pfund nicht zu dickem Kupferdraht umgeben ist und durch wenige GROVE-POGGENDORFF'sche Becher erregt wird. Die zu prüfenden Substanzen hing FARADAY, um sie vor Luftzug zu schützen, in einer Glasflasche auf (2248 [*]), welcher später der in *Fig. VII* auf *Taf. 1* gezeichnete Kasten als bequemer substituirt wurde. Der Raum zwischen beiden Polenden eines Hufeisenmagneten heisst das magnetische Feld.

Werden nun zunächst verschiedene Körper in länglicher Form zwischen den Polenden des Hufeisenmagneten an Coconfäden in horizontaler Ebene leicht beweglich aufgehangen, so nehmen sie, nachdem der Magnet in Thätigkeit gesetzt worden ist, zweierlei Gleichgewichtslagen an: Einige stellen sich nämlich, wie z. B. eine Eisen- oder Kobaltnadel mit ihrer Längsrichtung von Pol zu Pol, andere und zwar die meisten, stellen sich senkrecht zu dieser Richtung. Die erste Richtung ist die polare oder axiale, die letztere die äquatoriale (2252). Körper, welche sich polar einstellen, werden im Allgemeinen, sobald man sie, an der Drehwage aufgehangen, einem einzigen Pole darbietet, von demselben in ihrer ganzen Masse angezogen; die sich äquatorial einstellenden werden dagegen im Allgemeinen in ihrer ganzen Masse abgestossen. Anziehung und Abstossung ist schon sehr gut wahrnehmbar, wenn die Körper auch nur an einem längeren Faden aufgehangen, sich vor einem abwechselnd in Thätigkeit und in Ruhe versetzten Elektromagnetpol befinden. Die letzteren Körper nennt FARADAY diamagnetische oder dimagnetische, die ersteren magnetische, später paramagnetische [7] Körper, wo dann die Bezeichnung magnetisch für das allgemeine Verhalten der Körper zum Magnetismus verspart wird. Das Wort diamagnetisch soll darauf hinweisen, dass die damit zu bezeichnenden Körper das Magnetfeld quer durchsetzen, wenn sie sich in ihrer magnetischen Gleichgewichtslage befinden. Flüssigkeiten wurden in Flintglasröhren von der Gestalt der *Fig. 501* aufgehangen und ihre Differentialwirkung gegen die ungefüllte Röhre geprüft (2279).

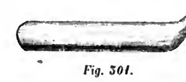


Fig. 501.

Nachdem man das Verhalten der Körper im Felde der Elektromagneten kennen gelernt hat, kann man die analogen, nur weit schwächeren Erscheinungen im Felde von kräftigen Stahlmagneten wiederfinden. Mit Spiralen ohne Eisenkern hat die Einstellung im Allgemeinen nicht gelingen wollen (2273), wohl aber werden die Körper in ihrer ganzen Masse durch die Pole elektrodynamischer Cylinder abgestossen oder angezogen, wenn sie sich an einer Drehwage befinden.

Magnetisch zeigten sich nun

Eisen, Nickel, Kobalt, deren Oxyde und Salze (2349—58) (ausser Kaliumeisencyanür), sowie alle Lösungen derselben, wenn sie nur hinreichend concentrirt sind, um den Diamagnetismus des Lösungsmittels zu überwinden; — Platin, Palladium, Titan (2292), Osmium und deren meiste Verbindungen, Titanoxyd, Manganoxyd, Ceriumoxydulhydrat, Chromoxydul (2371—85); — ferner Cerium, Chrom und Magnesia, sowie deren Verbindungen [2]; — ingleichen Bleihyperoxyd.

---

[*] Die in Klammern beigesetzten Nummern sind wie früher die Paragraphenzahlen in FARADAY's Experimental-Untersuchungen.

Zinkvitriol, Papier, mancherlei Siegellack, Tusche, berliner Porzellan, Flussspath, Mennige, Vermillon, Turmalin, Graphit, Schellack, häufig auch Holzkohle.

Ob die zu den Versuchen gebrauchten Stücke des Platin, Palladium und Titan vollkommen rein von Eisen gewesen sind, wird nicht verbürgt. Das magnetische Verhalten des Zinkvitrol ist um desswillen interessant, weil ich ein Paar Cylinder von chemisch reinem Zink in der Dicke eines Federkiels besitze, welche, der demnächst folgenden Angabe entgegen, sich bei gewöhnlichen Temperaturen magnetisch zeigen, aber bei einer Temperatur von 40°—50° C. diamagnetisch werden. — Eisen und Nickel, über die magnetische Grenze erhitzt, wurden stets durch Elektromagnete axial gerichtet, wenn gewöhnliche Magnete ihren Dienst schon versagten (2344 und 46).

Dagegen wurde die überwiegend grössere Menge der geprüften Substanzen diamagnetisch befunden. Die folgende Reihe von Metallen ist dem Augenschein gemäss nach abnehmender Intensität geordnet (2307):

Wismuth, Antimon, Zink, Zinn, Kadmium, Quecksilber, Silber, Kupfer.

Gleichfalls stärk diamagnetisch und nur noch vom Wismuth übertroffen, sind:

Kieselborsaures Natron (Faraday's schweres Glas, *Philos. Trans. for 1830*, pt. I; Pogg. Ann. 18, 515) und Phosphor.

Dazu mögen noch folgende Substanzen genannt werden:

Kalium, Natrium, Magnesium, Calcium, Strontium, Baryum, Wolfram, Arsen, Blei und deren Verbindungen, namentlich chromsaures Kali, chromsaures Bleioxyd, Platinchlorid, Platinsalmiak, Palladiumchlorid u. s. w. (2375—96), Gold, Jod, Schwefel, Wasser in allen drei Aggregatzuständen *, Alkohol, Aether, Olivenöl, Terpenthinöl, Crown- und Flintglas, die stärkeren anorganischen und organischen Säuren, weisse Salze und ihre Lösungen, thierische Fette, Harze, Zucker, Stärke, Gummi arabicum, Holz, Elfenbein, Leder, Aepfel, Brot (2280);

vor allem aber ist es merkwürdig, dass

Blut, rothes Muskelfleisch (2285) und gelbes Blutlaugensalz

sich entschieden diamagnetisch verhalten, obschon sie eisenhaltig sind. Faraday fand auch das rothe Blutlaugensalz diamagnetisch (2355) und Plücker [10] hatte das anfangs bestätigt. Nachher [11] wies letzterer aber nach, dass es ziemlich stark magnetisch sei, und dass der Irrthum nur von einer später zu behandelnden Krystallwirkung herrührte.

Wird eine Wismuthnadel in verschiedenen Flüssigkeiten aufgehangen, so richtet sie sich, ebenso wie in Luft, sehr gut äquatorial; dies geschieht sogar in Quecksilber. In magnetischen Flüssigkeiten, z. B. Lösungen von Eisensalzen, stellt sie sich wegen der Differenzwirkung noch besser ein. Auch in Gefässen der verschiedensten Art, sowie hinter zolldicken Schirmen von Wismuth, oder in einem Eisengefäss von 0,17 Zoll Wanddicke richtet sie sich. Ferner ist es gleichgültig, ob das Wismuth massiv oder gepulvert angewandt wird (2301—2302).

Werden dagegen Eisenlösungen von verschiedener Concentration in Röhren gefüllt zwischen den Magnetpolen und in Gefässen aufgehangen, die mit Eisenlösungen einer andern Concentration gefüllt sind, so ergiebt sich als allgemeines Resultat, dass jede Röhre sich axial stellt, wenn die in ihr enthaltene Lösung concentrirter ist als die umgebende, und äquatorial, wenn sie weniger concentrirt ist. Bei gleicher Concentration verhält sich die Röhre indifferent.

II. Analog den magnetischen Figuren hat Pouillet [3] auch diamagnetische Figuren dargestellt, indem er Pulver von Wismuth auf Papier streute, das auf einem flachen, kreisförmigen Magnetpol lag. Er beobachtete, dass sich das Pulver

* Und zwar für tropfbares Wasser von Faraday, für Eis von Brunner (Sohn) [8] und für Wasserdampf von Bancalari [9] und Zantedeschi nachgewiesen.

in einem Kreise von geringerem Durchmesser, als der des Magnetpols anordnete. Hierauf kommt auch ein Versuch von Hunt [12] hinaus, demzufolge sich langsam entstehende Niederschläge über den Polen eines Magneten ebenfalls regelmässig aus der Flüssigkeit ablagern. — Plücker [10] beobachtete die Bewegungen von verschiedenen, in Flüssigkeiten fein vertheilten Körpern mit dem Mikroskop, während sie sich im Felde eines Elektromagneten befanden. Blut von Menschen, Fischen, Ochsen zeigte, dass die Blutkörperchen sich noch diamagnetischer verhalten, als das umgebende Serum, sogar noch dann, wenn das letztere mit Wasser verdünnt wurde, indem sie in demselben vor den Magnetpolen zurückwichen. Die filtrirten und getrockneten Körperchen, an einem Seidenfaden aufgehangen, wichen ebenfalls vor einem Magnetpole zurück. Die Fettkörperchen in der Milch vertheilten sich ähnlich. Kartoffelmehlkörnchen wurden mit Wasser zugleich abgestossen. In verdünnter Eisenvitriollösung wurden sie aber beim Schliessen des Magneten mit der Lösung gleichzeitig gegen die Kanten der unterliegenden Polplatten getrieben, sonderten sich dort und wurden dann von den Polecken nach aussen gestossen.

III. Aus dem eben beschriebenen Verhalten paramagnetischer und diamagnetischer Körper geht hervor, dass erstere im Magnetfelde stets von Stellen schwächerer Kraft zu Stellen stärkerer Kraft, die diamagnetischen dagegen stets von Stellen stärkerer Kraft zu Stellen schwächerer Kraft zu gehen streben (2267—69). Dieses festgehalten, verdienen noch einige Erscheinungen erklärt zu werden, auf welche Faraday aufmerksam macht, und die für den ersten Augenblick als Ausnahmen jener Regel angesehen werden können.

Zunächst das Verhalten einer Wismuthkugel vor einem in eine Fläche ausgehenden Magneten (2297—2300). Im §. 17 ist nachgewiesen worden, dass die elektromagnetische Vertheilung im Allgemeinen nur in einer ziemlich dünnen Schicht der cylindrischen Oberfläche, nicht aber im Innern der Eisenkerne stattfindet. Daraus erklärt sich, was man leicht beobachten kann, dass bei nicht zugespitzten Stäben die magnetische Thätigkeit gleichsam nur von den Rändern der Polflächen ausgeht, und somit sich Eisenfeilspähne vorzugsweise, ja fast ausschliesslich an diesen anhängen. Daraus erklärt sich aber auch das folgende Verhalten einer Wismuthkugel, wenn man dieselbe über dem flachen Pol eines vertikal stehenden cylindrischen Elektromagneten aufhängt. Dicht über dem Mittelpunkt der Endfläche bewegt sie sich, namentlich beim Oeffnen und Schliessen des magnetisirenden Stromes gar nicht, sondern befindet sich in einer stabilen Gleichgewichtslage. Ueber der Hälfte eines Radius oder noch näher an dem Rand dieser Endfläche aufgehangen, bewegt sie sich beim jedesmaligen Schliessen des Stromes nach der Axe des Cylinders, über dem Rande selbst befindet sie sich in einer labilen Gleichgewichtslage; wird sie endlich ausserhalb des Randes gebracht, so wird sie nach aussen in die Richtung des verlängerten Halbmessers vom flachen Magnetpol gestossen. Wird ein Eisenkegel auf die Endfläche des Eisenkernes gesetzt, so zeigt die Wismuthkugel blos eine Abstossung. Wird der Magnet horizontal gelegt, so erfährt die Wismuthkugel vor jeder Stelle der Endkante ein Maximum der Abstossung, wo sie sich bei der vorigen Stellung des Eisenkernes in labiler Gleichgewichtslage befand. Eine Wismuthnadel, um ihren Schwerpunkt horizontal drehbar aufgehangen, zeigt über oder vor einem flachen Pol sehr complicirte Erscheinungen, die sich aber alle aus dem an die Spitze gestellten Princip erklären lassen. Stehen zwei entgegengesetzte flache Pole einander gegenüber, so werden die Erscheinungen dadurch nur noch complicirter, dass sie gegenseitig mit sehr verschiedener Intensität auf einander einwirken und die in jedem statthabende magnetische Vertheilung modificiren. So beobachtete Oersted [13], dass auch Wismuth eine verschiedene Lage annimmt, wenn es an verschiedenen Orten zwischen flachen Polenden aufge-

hangen wird. Jedenfalls ist hieraus zu entnehmen, dass alle Untersuchungen über das magnetische oder diamagnetische Verhalten der Körper, bei denen flache statt zugespitzter Pole angewendet worden sind, von vorn herein mit grosser Vorsicht, ja als verdächtig angesehen werden müssen. Durch flache Polenden hat man eine praktische Annäherung an ein Magnetfeld mit gleichmässiger Kraftvertheilung herbeizuführen gesucht; es ist aber dadurch jedenfalls die Beobachtung erschwert, statt erleichtert worden. Thomson [14] äussert darüber, dass es unmöglich sei, in einem auch noch so kleinen endlichen Raume des Magnetfeldes eine gleichförmige Vertheilung der Kraft zu bewirken, wenn man sich dieser oder irgend einer andern Anordnung bediene. Nur im Innern eines Magneten sei ein Feld von gleicher Kraft denkbar, aber nicht praktisch ausführbar. Es genüge nur eine Ebene, normal zur Axe des Feldes und mitten zwischen den beiden kreisförmig gedachten Polflächen zu betrachten, um sich über die Art der Vertheilung im Magnetfelde zu orientiren. In demselben wachse die Kraft vom Centrum aus bis zu einem gewissen Kreise, woselbst sie das Maximum erreiche, alsdann wieder abnehme und in unendlicher Entfernung gleich Null werde. Runde man die Kanten der Polfläche ab, so verkleinere sich der Maximumkreis und werde endlich zu einem Punkte, welcher mit jenem Punkte der geringsten Kraft zusammenfiele.

IV. Das zweite betrifft ein eigenthümliches Verhalten, besonders von Kupferstäben, welches Faraday mit dem Namen Revulsionserscheinung belegt und welches sich wie der Rotationsmagnetismus einerseits erklärt durch die Inductionsströme, die in Folge des in dem benachbarten Pole entstehenden und verschwindenden Magnetismus hervorgerufen werden, anderseits durch die gute Leitungsfähigkeit des Kupfers für diese Ströme (2309—2341). Hängt der Kupferstab zwischen den Magnetpolen in äquatorialer oder axialer Lage, so ist beim Schliessen oder Oeffnen des magnetisirenden Stromes eine besondere Erscheinung an ihm nicht wahrzunehmen. Ist er aber unter einem Winkel, am besten von 45° gegen diese Lagen geneigt, so bewegt er sich im Moment der Stromschliessung nach der axialen Richtung, hält, noch ehe er dieselbe erreicht hat, plötzlich inne und bleibt, ohne zu schwanken, in der neuen Lage stehen. Diese Lage kann eine beliebige im ganzen Azimuth sein, hat der Stab aber erst eine Lage eingenommen, so kann er durch einen kurzen, wenngleich starken Stoss nicht wesentlich aus derselben entfernt werden. Beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes erfährt der Kupferstab einen weit grösseren Rückstoss, als der Stoss beim Schliessen des Stromes war, in Folge dessen er um einige Grade der axialen Lage angenähert wurde. — Am besten soll man die Revulsionserscheinungen beobachten können, wenn man ein Kupferstück von 8—16 Loth Gewicht und von annähernd kugelförmiger oder würfelförmiger Gestalt an einem langen Faden aufhängt und in rasch drehender Bewegung in das Magnetfeld bringt. Die Bewegung wird alsdann fast augenblicklich gehemmt, und die Masse kann, im Magnetfelde befindlich, nicht wieder in jene rasche Drehung versetzt werden (2514 Anm.). Die Erscheinungen erklären sich dadurch, dass während der Zunahme des Magnetismus im Eisenkern und während der Annäherung des Kupferstabes an die Pole in demselben Inductionsströme entstehen, welche ihn zu einem temporären Magneten machen. Die Ebene der geschlossenen Ströme ist bei der zum Versuch erforderlichen Lage des Stabes eine solche, dass die Resultante ihrer magnetischen Wirkung derart seitlich von dem benachbarten und gleichnamigen Magnetpol fällt, dass durch die Abstossung beider eine scheinbare Anziehung des Stabes, also eine Versetzung desselben in eine mehr axiale Lage hervorgeht. Beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes haben die dadurch im Stabe inducirten Ströme die entgegengesetzte Richtung der

Schliessungsströme bei gleicher Lage der Ebenen, und daraus ergiebt sich die plötzliche scheinbare Zurückstossung des Stabes in die äquatoriale Lage. Da aber der Elektromagnet seine Polarität plötzlicher verliert, als gewinnt, so erklärt sich die heftigere Zurückstossung. Während die Schliessung des Magneten unterhalten wird, bewegt sich der Kupferstab — vorausgesetzt, dass er eisenfrei, also diamagnetisch ist — langsam in die äquatoriale Lage. — Bei Wiederholung dieser Versuche mit magnetischem und diamagnetischem Kupfer ist es mir nicht gelungen, so heftige Wirkungen zu erlangen, wie sie FARADAY schildert. Nach dessen Angabe wurde sogar eine 2 Pfund schwere Kupferplatte, die auf 0,1 Zoll dicken Holzstückchen über einem Magnetpol lag, beim Schliessen des Stromes gehoben und blieb während der Thätigkeit des Magneten in geraumem Abstand. Beim Oeffnen der Kette wurde sie dann stärker gegen den Pol gezogen, als sie in Folge der Schwerkraft allein gefallen sein würde. Ein ähnliches, nur schwächeres Verhalten wie das Kupfer zeigen auch viele andere Metalle.

V. Hierzu kommt noch eine gewissermassen dritte Art des Verhaltens der Körper im Magnetfelde, über welche FARADAY [15] ebenfalls nähere Untersuchungen anstellte: dazu wurde er veranlasst namentlich durch Prioritätsreclamationen E. BECQUEREL's [16] für sich und seinen Vater wegen der aus dem Paragraph 41, Nr. II, uns schon bekannten und bei Gelegenheit einer andern Prioritätsreclamation von POGGENDORFF [17] mit Recht auf MUNCKE und SEEBECK zurückgeführten Erscheinungen des Transversalmagnetismus. Hängt man nämlich eine mit Eisenoxyd gefüllte Papierpatrone oder Glasröhre vor einem zugespitzten Pol eines Elektromagneten, mit horizontaler Axe, an einem Seidenfaden so auf, dass sie senkrecht zur Axe steht, so bleibt sie in dieser Lage. Doch unterscheidet sich dieses Verhalten wesentlich in zwei Punkten von dem eines diamagnetischen Körpers, namentlich und zunächst dadurch, dass *diese Lage eine labile ist*, indem bei einer zufälligen Annäherung eines Endes der Röhre an den Magneten dieselbe fortfährt, sich der axialen Lage zu nähern, und erst in dieser ihre stabile Gleichgewichtslage findet. Der andere Unterschied ist der, *dass die Patrone in ihrer ganzen Masse angezogen wird*, während diamagnetische Körper unter gleichen Umständen eine stabile Gleichgewichtslage zeigen und eine Zurückstossung erfahren. Diese Versuche erklären sich zum Theil dadurch, dass das Eisenoxyd einen gewissen Grad von permanenter Polarität bewahrt, was nach meinen Beobachtungen besonders deutlich an rothbraunem Siegellack (sogen. Packlack), das mit Eisenoxyd gefärbt wird, hervortritt. Wird nun ein solcher länglicher, Eisenoxyd haltender Körper vor der Mitte eines flachen Magnetpols aufgehangen, so stellt er sich in nächster Nähe äquatorial, in grösserem Abstand aber axial. Der Abstand, wo er aus der äquatorialen Lage übergeht, ist desto grösser, je grösser die Abmessung der Polfläche im Verhältniss zur Länge des Stabes ist. Wird der Schwerpunkt oder Aufhängepunkt des Körpers aus der Magnetaxe nach den Rändern der Polfläche entfernt, so nimmt er alle möglichen Lagen gegen die Magnetaxe an, wie solches in *Fig. 502* übersichtlich dargestellt ist, und sich aus dem leicht erklären lässt, was soeben über das Wesen der flachen Pole gesagt wurde.


Fig. 502.

Ganz anders verhalten sich Röhren, welche mit Lösungen von Eisenvitriol, Kobaltchlorid, Nickelchlorid gefüllt sind, wenn auch in so verdünnten Lösungen, dass ihre magnetische Massenwirkung weit geringer ist als die der Röhre mit gepulvertem Eisenoxyd. Während letztere vor dem flachen Pole eine stabile äquatoriale Gleichgewichtslage hat, zeigen erstere unter gleichen Umständen *labile* Gleichgewichtslagen, ganz wie sich ein Eisenstück verhält, nur mit ungleich schwächerer Kraft.

Zu ganz ähnlichen Ergebnissen kam später auch OERSTED [13] und dieser unterscheidet sonach dreierlei Substanzen:

a. Magnetische, wie Eisen u. s. w. Ebenso verhielten sich bei FARADAY's Versuchen Hämatit, massiv oder gepulvert, eisenhaltiges Bouteillenglas, ein Stück Platindraht und die oben genannten Lösungen von Eisen, Nickel- und Kobaltsalzen.

b. Diamagnetisch anziehbare, wie Eisenoxydpulver, eisenhaltiges Messing u. s. w. und nach FARADAY theilweise auch Manganhyperoxyd und Platinschwamm, in eine Röhre gestampft.

c. Diamagnetisch abstossbare, wie Wismuth u. s. w.

VI. Es lag nach dem Gesagten nahe, die magnetischen oder diamagnetischen Eigenschaften der Körper mit ihrem chemischen Unterschied in Zusammenhang zu bringen, indem namentlich die Verbindungen des Eisens, Nickels u. s. w. sich diamagnetisch verhielten. Dass aber dieser Regel nicht ein Naturgesetz zu Grunde liegt, dafür sprechen zunächst gewisse, schon erwähnte Ausnahmen. So verhalten sich Blut und Blutlaugensalz diamagnetisch, obschon sie Verbindungen des am entschiedensten magnetischen Metalles, des Eisens, sind. Möglicherweise könnte der andere Bestandtheil des Blutlaugensalzes, das Cyankalium, so stark diamagnetisch sein, dass es die magnetischen Eigenschaften des Eisens überwöge. Nach PLÜCKER's [10] Versuchen ist diese Annahme jedoch unstatthaft, denn das Cyankalium in Wasser gelöst, macht dieses nicht wesentlich stärker diamagnetisch. Das rothe Blutlaugensalz ist aber stark diamagnetisch, auch wenn es in Wasser gelöst worden ist. Der Unterschied im Procentgehalt an Eisen ist für diese beiden Verbindungen zu gering, als dass sich dadurch dieses verschiedene Verhalten erklärte. Das Gewichtsverhältniss der Bestandtheile ist nämlich:

im gelben Salz $\left\{\begin{array}{ll} 3\,Cy = & 36{,}90 \\ 1\,Fe = & 13{,}24 \\ 2\,K = & 37{,}09 \\ 3\,HO = & 12{,}77 \\ \hline & =100{,}00 \end{array}\right\}$ oder abgesehen vom Wasser $\left\{\begin{array}{ll} 3\,Cy = & 42{,}30 \\ 1\,Fe = & 15{,}18 \\ 2\,K = & 42{,}52 \\ \hline & =100{,}00 \end{array}\right\}$ und im

rothen Salz $\left\{\begin{array}{ll} 6\,Cy = & 47{,}33 \\ 2\,Fe = & 16{,}99 \\ 3\,K = & 35{,}68 \\ \hline & =100{,}00 \end{array}\right.$

Umgekehrt hat MATTEUCCI [18] gezeigt, dass sich Kupferchlorid, erhalten durch Glühen von reinem Kupfer, in trocknem Chlorgas magnetisch verhält, obschon Kupfer diamagnetisch ist und bezüglich des Chlor sich wenigstens ein magnetisches Verhalten nicht hat nachweisen lassen. Gleich dem Kupfer ist auch das Silber und mehr noch das Antimon ein diamagnetischer Körper. Es verhalten sich auch Kupferoxyul, salpetersaures Silber und antimonige Säure diamagnetisch. Dahingegen wurden Kupferoxyd, Silberhyperoxyd und Antimonsäure magnetisch befunden. Man könnte dies dem grösseren Gehalt an magnetischem Sauerstoff zuschreiben; doch ist dagegen einzuwenden, dass dieser eine Verminderung des magnetischen Verhaltens beim Eisenoxyd und dessen Verbindungen gegenüber denen des Eisenoxyduls und besonders des regulinischen Eisens, sowie bei Nickeloxyd gegenüber dem Nickel u. s. w. hervorbringt. Ebenso fand FARADAY das Ammoniakkupferoxydul und das Ammoniakkupferoxyd magnetisch, gegenüber dem diamagnetischen Verhalten wenigstens seiner wesentlichsten Bestandtheile. Demnach bleibt also nur übrig, die magnetische und diamagnetische Reaction als eine Eigenschaft

der Form und des Zustandes anzusehen, in der sich eine Substanz befindet, nicht als eine Eigenschaft der Substanz selbst.

Eine Bestätigung dieses Satzes muss in den folgenden, von Plücker [11] angestellten „Vergleichungen der Intensität des Magnetismus und Diamagnetismus verschiedener Substanzen" auch insofern gefunden werden, als dieselben wenigstens vom chemischen Gesichtspunkte aus betrachtet zu einem allgemeinen Ergebniss nicht führten. Unter Intensität des Magnetismus einer Substanz wird die Kraft verstanden, mit welcher die Volumeneinheit dieser Substanz in der Nähe eines Magnetpoles in Folge der von diesem ausgehenden Kraft angezogen oder abgestossen wird. Füllen demzufolge z. B. Flüssigkeiten den Hohlraum eines Uhrglases mit aufgeschliffenem Deckel, werden sie so an einem Wagebalken aufgehangen und von einer bestimmten Stelle des Magneten durch Gewichte abgerissen, so ist das Verhältniss der Gewichte das relative Maass der Intensität des Magnetismus, mit welchem die Flüssigkeiten angezogen oder abgestossen werden. Vorausgesetzt ferner, dass gleichviele Atome zweier Flüssigkeiten in dem Uhrglase enthalten sind. und dass die Anziehung keines derselben durch die magnetische Erregung der übrigen gestört wird, so ist das Verhältniss jener Gewichte auch das Maass für die Anziehung der Atome. Die Zulässigkeit dieser Grundsätze wurde dadurch erwiesen, dass magnetische Flüssigkeiten, wie z. B. Eisensalzlösungen von verschiedener Concentration oder feinvertheiltes Eisen mit relativ indifferenten Körpern, wie Schweineschmalz, in verschiedenen Proportionen gemischt und in das Uhrglas gebracht, Anziehungen zeigten, welche bei gleicher Intensität des Magneten stets der Concentration der Lösungen oder dem Eisengehalt der Mischung proportional waren. Bei diesen Versuchen musste natürlich die diamagnetische Abstossung des Lösungs- oder Suspensionsmittels (Wasser oder Schmalz) und die magnetische Anziehung des Uhrglases, sowie eines Messingringes, mit welchem dasselbe an der Wage aufgehangen war, in Rechnung gebracht werden. Die Constanz der Stärke des Magneten wurde durch ein Eisenstückchen controlirt, das mittelst einer Wage von einer auf einer Polplatte des Magneten stehenden konischen Spitze abgerissen wurde. Bei den Vorversuchen zeigte sich, dass für Schmalzmischungen von nicht zu grossem Eisengehalt allerdings keine störende magnetische Wechselwirkung der Theilchen zu bemerken war, dass dieselbe aber stark hervortrat, wenn das Uhrglas mit reinem Pulver von metallischem Eisen, oder, wenn es mit einem massiven Eisenstück gefüllt war, das genau in dessen Hohlraum passte. Diese Wechselwirkung gab sich dadurch kund, dass die Substanzen, über einem Pole aufgehangen, einer grösseren, dagegen über beiden Polen, gleichsam eine Brücke bildend, aufgehangen, einer kleineren Kraft zum Abziehen bedurften, als wenn dieselbe Eisenmasse in Fett vertheilt der Prüfung unterworfen worden wäre. Denkt man sich, um diese Erscheinung zu erklären, dass im ersten Fall der angezogene Körper durch eine zur magnetischen Vertheilung senkrechte Ebene in zwei Theile getheilt wäre, so bilden sich in Folge der Wirkung des einzigen Poles unterhalb und oberhalb jener Trennungsschicht zwei Pole, die sich gegenseitig und somit auch die Intensität des ganzen Körpers verstärken. Berührt aber der Körper beide Pole gleichzeitig, und denkt man sich jene Trennungsschicht senkrecht auf dessen Magnetaxe errichtet, so erregt jeder der beiden Magnetpole für sich solche Pole auf den beiden Seiten der Schicht, wie sie oben beschrieben wurden; die von beiden Magnetpolen an derselben Stelle erregten sind aber von entgegengesetztem Vorzeichen, so dass sie sich wechselseitig schwächen (?).

Nach diesen Grundsätzen wurden die magnetischen Intensitäten für vielerlei Eisen-, Nickel- und Mangan-Verbindungen, sowie für allerhand diamagnetische Substanzen bestimmt. Ohne in das Detail der gewonnenen Zahlen einzugehen,

mögen nur einige allgemeine Folgerungen aus denselben hier Platz finden. Die Messungen mit mehreren natürlichen und im Laboratorium bereiteten Arten von Eisenoxyd — $Fe_2 O_3$ — zeigten Intensitätsverschiedenheiten, die zwischen 191 und 761 schwankten. Möglicherweise rühren diese Verschiedenheiten her von einer stärkeren oder schwächeren Beimischung von Eisenoxydul; doch lässt sich darüber nicht entscheiden. Eisenoxydhydrat zeigte eine stärkere magnetische Intensität als Rotheisenstein, aber eine schwächere als die übrigen untersuchten Eisenoxydsorten. Noch auffälliger ist die Intensität des Magneteisensteins. Berechnet man aus den gefundenen Zahlen und unter der Annahme, dass er ein Gemenge von Eisenoxyd und Eisenoxydul sei, sowie für die dem ersteren wahrscheinlich zukommende Zahl die Intensität des Eisenoxyduls, so findet sich diese sogar noch grösser als die des regulinischen Eisens selbst. Jedenfalls ist aber die Oxydverbindung des Eisens mit wenig Sauerstoff stärker magnetisch, als die mit viel Sauerstoff. Umgekehrt verhalten sich nach diesen Untersuchungen die beiden Chlorverbindungen; das Eisenchlorür ist schwächer magnetisch, als das Eisenchlorid. Aus den Zahlen für die Salzlösungen lässt sich entnehmen, dass durch das Hinzutreten der Säuren zu dem Oxyde der ursprüngliche Magnetismus des letzteren nicht geschwächt wird. Merkwürdiger Weise wird aber die magnetische Intensität des Eisenvitriols und des schwefelsauren Eisenoxydes grösser, wenn sie in Wasser aufgelöst werden. Die Hydrate der Metalloxyde lassen sich gewissermassen auch als Salze ansehen, und da tritt wieder die sonderbare, aber wiederholt constatirte Thatsache entgegen, dass das Nickeloxydulhydrat ungefähr 4 mal stärker magnetisch ist, als das Nickeloxydul. Auch in der salpetersauren und salzsauren Lösung ist der Magnetismus des Nickels bald 5 mal stärker als im Oxydul.

Zu keinem allgemeineren Ziele führten die Messungen an diamagnetischen Substanzen, sodass alle diese Auffälligkeiten zu der Ueberzeugung führen, es müsse von anderen Gesichtspunkten die Lösung der sich hier aufdrängenden Fragen erwartet werden, als von den durch die chemische Beschaffenheit der Substanzen gebotenen.

Ebensowenig als die chemische Beschaffenheit der Körper zu endgültigen Anschauungen über ihr magnetisches Verhalten führte, hat auch eine chemische Veränderung der Körper unter Einfluss des Magnetismus nachgewiesen werden können. Es mögen hierüber viele Versuche angestellt worden sein, doch hat nur MATTEUCCI [19] einige hier einschlagende negative Ergebnisse veröffentlicht. Eine VOLTA'sche Zerlegung von Eisensalzen ging nämlich an allen Orten des Magnetfeldes in derselben Weise von Statten, als ausserhalb desselben. Dasselbe geschah mit dem NOBILI'schen Farbenringe.

VII. Einen besseren Anhalt giebt die mechanische Beschaffenheit, nach welcher hin ebenfalls die Körper untersucht worden sind. Betreffs dieser muss zunächst wieder auf die im vorigen Paragraphen Nr. I angeführten Versuche CAVALLO's verwiesen werden, denen zufolge eine und dieselbe Stange von Messing dem Magneten folgt oder nicht, je nachdem sie durch Schlagen erhärtet oder durch Glühen erweicht war. Diese Versuche finden ihre Bestätigung durch ein analoges Verhalten, das STURGEON [20] bei anderen Metalllegirungen fand. Er benutzte nämlich einen starken Magneten und hing an einem empfindlichen Hebel verschiedene Metalle, wie Gold, Silber, Kupfer, Antimon (?), Wismuth (?), Blei, Zinn, über denselben auf, ohne eine Wirkung wahrnehmen zu können, dagegen wurden Münzen und Geräthe aus einzelnen jener Metalle sehr stark angezogen. Beim weiteren Verfolg zeigte sich, dass namentlich manche Legirungen, z. B. 1 Theil Kupfer und 5 Theile Silber dem Magnete leicht folgten, während ihre Bestandtheile sich indifferent verhielten; wohingegen gewisse Metalle, wie namentlich Zinn und Antimon, die magne-

tischen Wirkungen des Eisens schwächten oder ganz aufhoben, wenn sie mit demselben legirt wurden.

Hierdurch ist es vielleicht zu erklären, ohne jedoch aus naheliegenden Gründen grosses Gewicht darauf legen zu wollen, dass bei Prüfung einer grossen Menge von Substanzen ZANTEDESCHI [21] viele magnetisch fand, die von FARADAY und Anderen nicht untersucht oder für diamagnetisch erklärt worden waren, wie

Kupfer, Irid, Rhodium, Uran, Zink, Arsenik, Selen, Silber, Cadmium, Zinn, Gold, Glucinium, Lanthan, Yttrium.

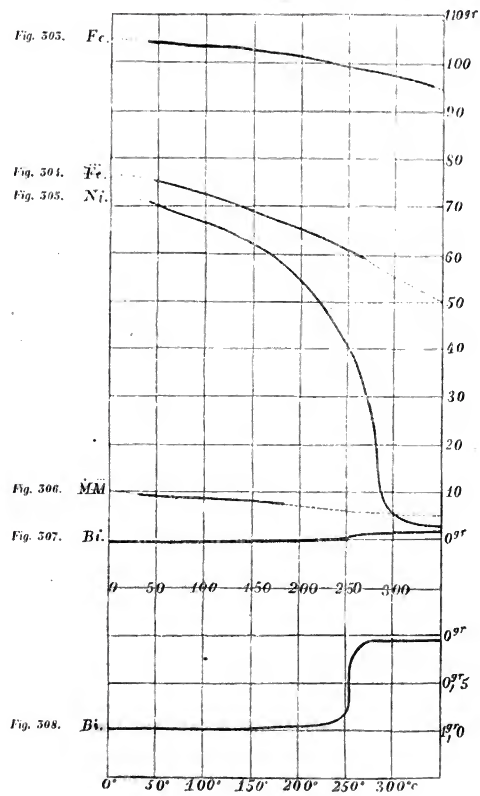
Aluminium hatte er diamagnetisch gefunden, während ein von WOEHLER dargestelltes Plättchen des letzteren Metalles sich bei den Untersuchungen von RIESS und POGGENDORFF [22] magnetisch erwiesen hatte.

Soviel wir von den Farben der Körper wissen, stehen sie in Zusammenhang mit ihrer mechanischen Constitution. Vergleichen wir nun in dieser Beziehung die oben aufgezählten paramagnetischen und diamagnetischen Körper, so muss es mit ADIE [23] auffallen, dass erstere grösstentheils dunkler gefärbt, letztere meist farblos sind. Durchgehend ist dieses Kennzeichen freilich nicht, wie sich bei vielen, namentlich organischen Körpern herausstellt, die, wie z. B. in vielen Fällen die Kohle, sich bei dunkler Färbung diamagnetisch verhalten.

Bedeutende Aenderungen in der Zusammenlagerung der kleinsten Körpertheilchen werden durch Aenderungen in der Temperatur hervorgebracht, sowohl was die Ausdehnung, als auch was den Aggregatzustand betrifft. Ueber diese Gegenstände muss zunächst auf die im vorigen Paragraphen Nr. V ff. angeführten älteren Versuche verwiesen werden. Neuerdings haben namentlich PLÜCKER [24] und MATTEUCCI [25] messende Untersuchungen angestellt. Ersterer bediente sich der gewöhnlichen Wage, an welcher Schalen von Messing oder Glas, unter Umständen mit Sand gefüllt und mit einem Thermometer versehen, angehangen waren, in denen die erhitzten Körper sich befanden. Die Differenz der nöthigen Gewichte zum Abziehen der Schale von den Magnetpolen ohne oder mit dem zu prüfenden Körper gab das Mass für die paramagnetische resp. diamagnetische Kraft. MATTEUCCI bediente sich einer Drehwage, bestehend aus einem an einem Ende löffelförmig gestalteten Balken von Aetzkalk, in dem die zu prüfenden Substanzen erhitzt wurden und der an einem Coconfaden aufgehangen war. PLÜCKER's Versuche, soweit sie Eisen, Eisenoxyd, Nickel, Manganoxydoxydul und Wismuth betreffen, sind in den *Figg. 505* bis *508* durch graphische Darstellungen wiedergegeben. In allen diesen Figuren werden die Temperaturen in Centesimalgraden durch die Abscissen, die Anziehungen oder Abstossungen in Grammen durch die Ordinaten dargestellt, und es ist noch zu erwähnen, dass in der *Fig. 508* bei gleichen Abscissen die Ordinaten 20 mal so gross genommen sind, als in den übrigen Darstellungen. Für die ersteren, paramagnetischen Substanzen sind entsprechend den am rechten Rande stehenden Zahlen die Ordinaten positiv, für das diamagnetische Wismuth sind sie negativ genommen. Hinsichtlich der gewählten Untersuchungsmethode ist noch folgendes zu bemerken: Zur Prüfung des Eisens diente ein dünnes Eisenblech, das in Sand erhitzt wurde. Die Kraft des Magneten war im Verhältniss zu den später angewandten gering. Das Nickel war pulverförmig und wurde, zwischen Glimmerplatten gedrückt, von Sand umgeben. Zwei Versuchsreihen stimmten sehr gut zu einander. Das Eisenoxyd war künstlich dargestelltes und es dienten etwa 16 Grammes zu dem Versuche. Von Manganoxydoxydul wurden ebenfalls 16 Grammes benutzt. Das Wismuth wurde beträchtlich über die Schmelztemperatur in der Messingschale erhitzt und dann während der allmäligen Erkaltung die Abstossung so oft als möglich bestimmt. Das Thermometer stand dabei in einer mit Quecksilber gefüllten Hülse, die in das geschmolzene Wismuth eingesenkt war, um den beim Erstarren statt-

findenden Druck abzuhalten. Während des Erstarrens stieg die Temperatur sehr langsam und nahm die Abstossung rasch zu.

Plücker ist nicht geneigt, das auffällige Zunehmen des Diamagnetismus bei dessen Erstarrungstemperatur mit dem Process des Erstarrens selbst in Beziehung zu setzen. Vielmehr betrachtet er dieses Zusammenfallen mehr als ein zufälliges, indem Versuche mit Schwefel, Stearin, Phosphor ein ähnliches Verhalten nicht zeigten.



Immerhin kann aber nach dem Vorliegenden über diese Frage nicht endgültig entschieden werden. Möglicherweise könnte die mit dem Erstarren eintretende, freilich in verschiedenem Sinn stattfindende Volumenänderung, die durch Marx für

das Wismuth, durch KOPP für die übrigen genannten Substanzen gemessen worden ist, im Zusammenhang stehen. Wäre dann auch das Maass für die Aenderung der diamagnetischen Kraft jenen Volumenänderungen proportional, so wäre anderseits auch wahrscheinlich, dass sie dem (im nächsten Paragraphen zu besprechenden) specifischen Magnetismus derselben proportional ist, und dann würden nur etwa 8 bis 9mal kleinere Zahlen für Schwefel und Phosphor, als Wismuth, bei gleichen der Prüfung unterworfenen Gewichtsmengen, zu erwarten sein. Jedenfalls wäre es wünschenswerth, wenn dem entsprechend genaue Messungsmethoden aufgefunden würden, um diesen wichtigen Punkt zu erledigen. Dazu kommt noch, dass die von PLÜCKER angeführten Messungen an Schwefel wirklich eine Aenderung in der diamagnetischen Abstossung zeigen an derjenigen Stelle, wo der flüssige Schwefel in den festen Zustand überging. Es ergaben 6 aufeinander folgende Abwägungen die nachstehenden Zahlen in Grammen für die diamagnetische Abstossung (vergleiche Nr. 68 der zuerst citirten Abhandlung):

1.	0,244	4.	0,244
2.	0,230	5.	0,244
3.	0,230	6.	0,244

und zwischen der dritten und vierten Abwägung begann der Schwefel zu erstarren.

PLÜCKER's Versuche für das Wismuth werden von MATTEUCCI bestätigt. Der Balken seiner Drehwage verhielt sich vor einem entgegengehaltenem Magneten diamagnetisch, wurde aber von demselben angezogen, als ein kleines Stückchen Kolkothar auf demselben befestigt worden war. Mehrere Grammen Wismuth, in dessen Höhlung gebracht, bewirkten eine starke Abstossung. Als aber das Wismuth geschmolzen war, wurde die Drehwage wieder angezogen, jedoch abermals zurückgestossen, als sich bei allmäligem Erkalten eine feste Kruste auf der Oberfläche des Wismuth bildete und die bekannte Erscheinung der aus der Kruste hervorquellenden Tropfen zeigte. Ob sich aber das Wismuth im geschmolzenen Zustande noch diamagnetisch verhielt, konnte nicht nachgewiesen werden.

PLÜCKER betrachtet die für das Nickel gefundene Curve als den Typus der anderen, und da diese sich in höheren Temperaturen der Abscissenaxe asymptotisch annähert, meinte er, sei, den Ansichten FARADAY's entgegen, an ein Durchschneiden derselben nicht zu denken, es werde also das Nickel in noch höheren Temperaturen nicht diamagnetisch, vielmehr nehme sein Magnetismus entweder nur bis zu einem verschwindenden Minimum oder bis zu Null ab. Leider liegen zur Entscheidung dieser wichtigen Frage keine anderen Versuche vor. Für Eisen und Eisenoxyd werden die vorliegenden Curven blos als Bruchstücke der Typuscurve betrachtet, die in noch höheren Temperaturen eine jener ähnliche Gestalt annehmen würden. Hier bieten die Versuche MATTEUCCI's eine willkommene Ergänzung, indem diesen zufolge durch das Knallgasgebläse geschmolzenes Eisen eine so geringe Anziehung zeigt, dass sein Magnetismus nur noch zu $\frac{1}{15,000,000}$ von dem des kalten Eisens veranschlagt werden konnte.

Dass aber überhaupt der Magnetismus bei Temperaturerhöhung in Diamagnetismus übergehen könne, dafür spricht ein im nächsten Paragraphen zu erwähnender Versuch, in Folge dessen glühende, in einer Spiritusflamme schwebende Eisentheilchen mit der Flamme zugleich vom Magneten abgestossen werden; dafür spricht ferner die oben erwähnte Thatsache, dass kaltes, chemisch reines Zink vom Magneten angezogen, warmes dagegen abgestossen wurde, und dass MATTEUCCI ein ähnliches Verhalten ausser bei Zink auch bei Gold und Kupfer beobachtete. Wenn diese Versuche aber immerhin noch einer anderen Deutung fähig sind, der nämlich, dass die Substanzen geringste Spuren von Eisen enthielten, die bei

Temperaturerhöhungen so viel an Magnetismus verlieren, dass dann das diamagnetische Verhalten des anderen Gemengtheiles überwöge, — so würde es um so interessanter sein, wenn jene Frage durch genaue Versuche entschieden würde.

Die Curve für das Manganoxydoxydul beruht nur im ersten Theil auf directen Messungen; der andere punktirte Theil ist nach einer unvollkommenen Versuchsreihe gezeichnet, aus der nur so viel hervorgeht, dass die Curve asymptotisch der Abscissenaxe sich wieder zuwendet. Aehnlich verhält sich Nikeloxydul.

Ausser den genannten Körpern sind noch ähnliche Versuchsreihen mit Schwefel und Quecksilber angestellt worden, welche wie die mit Stearin ausgeführten keine so grossen Aenderungen der diamagnetischen Kraft mit den ihnen ertheilten Temperaturen zeigten, dass dieselben nicht in die Grenzen der Versuchsfehler fallen könnten. Deshalb wagen wir bis auf Weiteres die für das Wismuth gewonnenen Ergebnisse noch nicht dahin zu verallgemeinern, dass die paramagnetische und diamagnetische Kraft in gleicher Weise durch die Wärme verändert werden.

VIII. Um das specielle Verhalten tropfbarer Flüssigkeiten im Magnetfelde zu veranschaulichen, bediente sich Plücker [10] des folgenden Verfahrens. Es wurden die Halbanker *d* in *Fig. VII* auf *Taf. I* benutzt, deren eingehobelte Rinnen nach unten, die abgerundeten Enden einander zugekehrt und bis auf wenige Millimeter von einander entfernt. Die Flüssigkeiten befanden sich in benetzten Uhrgläsern, oder noch besser auf Glimmerplättchen, die mit einem Rande von Wachs versehen waren; Quecksilber wurde in einer angequickten Messingschale geprüft. Die hieraus sich ergebenden Erscheinungen sind in *Fig. 309* für paramagnetische Flüssigkeiten *M* und in *Fig. 310* für diamagnetische *D* in der Ansicht von oben

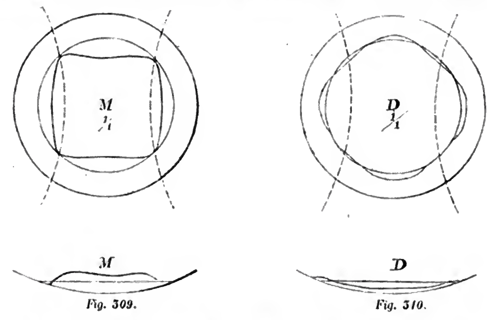


Fig. 309. *Fig. 310.*

und in der Seitenansicht wiedergegeben. Mit dem Schliessen des magnetisirenden Stromes erhoben sich die ersteren gegen die Pole, während sich die diamagnetischen über den Polen senkten, so dass die Profile etwa die Gestalt der Linien M_1 und D_1 erhalten. Die punktirten Linien deuten die Enden der Polplatten an. Die grösseren Kreise entsprechen dem Umfange des Uhrglases, die kleineren dem der Flüssigkeitsoberfläche bei unthätigem Magneten, die Curven aber der Gestalt der Flüssigkeitsoberfläche, nachdem der Magnet in Thätigkeit gesetzt worden war. Die Erhebung der magnetischen Flüssigkeiten erreichte bisweilen 1 Millimeter. Am stärksten magnetisch zeigte sich Eisenchlorid und dann in abnehmender Reihe: salpetersaures Nickel, Eisenchlorür und schwefelsaures Eisen. Andere Flüssigkeiten, wie z. B. Wasser, Alkohol, Aether, Lösungen von salpetersaurem Wismuth, salpetersaurem Kali u. s. w. waren diamagnetisch, doch keine zeigte sich indifferent.

Statt des Uhrglases bedient sich MATTEUCCI[26] mit Vortheil viereckiger schmaler Glasrinnen, die, mit der zu prüfenden Flüssigkeit gefüllt, so in das Magnetfeld gebracht werden, dass die einander zugewandten Magnetpole die Glaswände von aussen in der Höhe des Flüssigkeitsniveaus berühren.

Hierauf begründet QUET[27] eine empfindliche Beobachtungsmethode für das magnetische oder diamagnetische Verhalten der Flüssigkeiten. Es wird eine lange (jedenfalls etwas gebogene) Glasröhre mit der zu prüfenden Flüssigkeit gefüllt in äquatorialer Richtung mit einem Ende zwischen die Polspitzen gelegt. Ist die Flüssigkeit diamagnetisch, so entfernt sie sich von den Polen, ist sie magnetisch, so nähert sie sich denselben. Wird auf der einen Seite der Röhre der Luftdruck so lange vermehrt, bis die Flüssigkeit wieder ihre ursprüngliche Stellung eingenommen hat, so kann das Instrument zur Messung der magnetischen oder diamagnetischen Kraft dienen. Der Berichterstatter über diese Methode in „KROENIG's Fortschritten der Physik im Jahre 1854", Berlin 1857, hält mit Recht eine axiale Lage der Röhre für zweckmässiger, indem dann die Flüssigkeit länger im Bereich der magnetischen Wirkung bleibt und sich somit längs eines grösseren Röhrenstücks bewegt, als in der äquatorialen Lage.

Das paramagnetische oder diamagnetische Verhalten der Flüssigkeiten lässt sich durch einen von MATTEUCCI[28] herrührenden sehr hübschen Versuch veranschaulichen. Man verschafft sich eine Lösung von Eisenchlorür in wässrigem Alkohol, von solcher Concentration und solchem Wassergehalt, dass sie das specifische Gewicht des Olivenöls hat, und dass mittelst dieser beiden Flüssigkeiten der PLATEAU'sche Tropfen dargestellt werden kann. Bedient man sich dazu eines vierkantigen Glasgefässes *ab* der *Fig. 311*, bringt es zwischen die Polenden p und p_1 eines starken Elektromagneten und stellt in demselben einen Oeltropfen in eisenhaltiger Umgebung dar, so beobachtet man, dass dieser in äquatorialer Richtung flieht, sobald der Strom des Magneten geschlossen wird und er sich vorher in der Verbindungslinie beider Pole befunden hatte. Umgekehrt wird ein Tropfen der eisensalzhaltigen Lösung rasch nach den nächsten Polen gezogen, wenn man einen solchen in dem mit Oel gefüllten Gefässe gebildet hatte. Ist das Gefäss mit etwa gleichviel Salzlösung und Oel gefüllt, und sind beide in vielen kleinen Tropfen unter einander vertheilt, so trennt sich mit Schliessung des Stromes die Salzlösung vom Oel und häuft sich halbkugelförmig um beide Pole an, wie dies in der Zeichnung angedeutet ist.

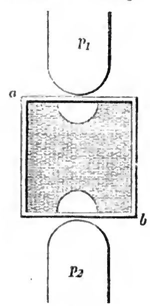


Fig. 311.

Ein ähnliches Verhalten sollen Blasen von Sauerstoffgas zeigen, wenn sie sich in engeren Röhren zwischen Alkohol befinden, mit denen diese gefüllt sind. Ist der Alkohol rein, dann nähern sie sich der Magnetaxe an, sobald sich die Röhre zwischen den Polen befindet; ist aber im Alkohol ein Eisensalz gelöst, dann fliehen sie die axiale Linie.

Nach den in diesen Nummern abgehandelten Versuchen sollte man vermuthen, dass die Cohäsion der Flüssigkeiten durch den Magnetismus wenigstens etwas verändert würde. Da aber hiermit der Stand derselben in Capillarröhren auf's innigste zusammenhängt, glaubte BRUNNER (Sohn)[8] dieses empfindliche Reagens in Vorschlag bringen zu können. Nach Versuchen von MOUSSON ändert sich aber weder für Wasser, noch für Eisenvitriollösung deren Stand in Capillarröhren, mag derselbe zwischen den Polen eines kräftigen Magneten beobachtet werden, oder fern von deren Einfluss. Dahingegen beobachtete QUET bei Gelegenheit dieser Versuche

ein Ansteigen magnetischer Flüssigkeiten, wenn sich die Capillarröhren unter den einander zugewandten Polspitzen eines Magneten befanden.

Ebensowenig hatte schon früher DUTROCHET[29] einen Einfluss äusserst kräftiger Magnete auf die Saftbewegung im Stengel der *Chara vulgaris* bemerken können. —

---

[1] FARADAY. *Athenaeum* (London). Nov. 8. 1845. — Rheinischer Beobachter vom 7. Dec. 1845.
[2] FARADAY. *Lettre à Mr.* DUMAS. * *L'Institut.* N. 629 (20 Janv. 1846). — *Acad. des scc. de Paris sce. du 19 Janv. 1846.* — Auszug daraus, sowie aus dem Berichte der königl. Gesellschaft zu London in * Pogg. Ann. 67. 439 (1846).
[3] POUILLET. * *L'Institut.* N. 630 (28 Janv. 1846). — *Acad. des scc. de Paris sce. du 26 Janv. 1846.*
[4] FARADAY. Zwanzigste Reihe von Experimentaluntersuchungen über Elektricität. §. 27; über neue magnetische Wirkungen und über den magnetischen Zustand aller Substanzen. U. A.: *Philos. Transact. for 1846.* pt. I. — * Pogg. Ann. 69. 289 (1846).
[5] FARADAY. Einundzwanzigste Reihe von Experimentaluntersuchungen über Elektricität. Fortsetzung von §. 27. U. A.: in *Philos. Transact. for 1846.* pt. I. — * Pogg. Ann. 70. 24 (1847).
[6] POGGENDORFF. * Pogg. Ann. 73. 478 (1848).
[7] FARADAY. Fünfundzwanzigste Reihe von Experimentaluntersuchungen über Elektricität. *Philos. Transact. for 1851.* p. 7. — * Pogg. Ann. Ergänzungsband 3. S. 73. — Auszugsweise in * Pogg. Ann. 82. 327 (1851). — * *Philos. Mag.* [4]. 1. 69 (1851). — Und an vielen andern Orten.
[8] BRUNNER (Sohn). * Pogg. Ann. 79. 173 (1850).
[9] BANCALARI. * *L'Institut.* N. 731.
[10] PLÜCKER. * Pogg. Ann. 73. 549 (1848).
[11] PLÜCKER. * Pogg. Ann. 74. 321 (1858).
[12] HUNT. * *L'Institut.* N. 628 (14 Janv. 1846). — * Dingler's polytechn. Journ. 99. 396 (1846). — *Mechan. Magaz.* Jan. 1846. N. 1169.
[13] OERSTED. Pogg. Ann. 75. 445 (1848). — *Ann. de ch. et. de phys.* V. 24 (Dec. 1848). — *Arch. des scc. phys. et nat.* [4]. N. 37. p. 49 (Janv. 1849).
[14] THOMSON. *British association for the av. of sc.* 24th meeting at Liverpool. Sept. 1854. * *L'Institut.* N. 1089 (15 Nov. 1854).
[15] FARADAY. *Philos. Mag.* 29. p. 153 und 249. — *Arch. des scc. phys. et nat.* 3. 338. — * Pogg. Ann. 70. 288 (1847). *L'Institut.* N. 690.
[16] E. BECQUEREL. * *Comptes rend.* 22. 146 (1846). — *L'Institut.* N. 649.
[17] POGGENDORFF. * Pogg. Ann. 67. 439 (1846) am Ende.
[18] MATTEUCCI. * *L'Institut.* N. 986 (24 Nov. 1852). — Aus den *Proc. of the Brit. Assoc.* 22th meeting at Belfast. — * *Silliman American Journal* [2] N. 43 (23 Jan. 1853). — * *Comptes rendus* 36. 740 (25 Avr. 1853). — Ausführlicher in *l'Institut.* N. 1016 (22 Juin 1853). — * *Arch. des scc. phys. et nat.* Mai 1853. p. 39. — * Halle'sche Zeitschrift Aug. und Sept. 1853. S. 118.
[19] MATTEUCCI. * *Comptes rend.* 36. 917 (1853).
[20] STURGEON. * Berliner Berichte für 1846 S. 573. — Aus *Edinb. Journ.* 42. 69. — *Arch. des scc. phys. et nat.* 3. 151. — *Electr. mag.* July 1846. — *Literary Gazette.* 6 Juny 1846.
[21] ZANTEDESCHI. * Berliner Berichte für 1848 S. 375. — Aus *Quesn. rev. sc.* 32. 505. — *L'Institut.* N. 744. — Vergl. hierzu PLÜCKER de crystallorum et gazorum conditione magnetica. Bonnae 1854, Commentatio academica.
[22] RIESS und POGGENDORFF. * Pogg. Ann. 73. 618 (1848).
[23] ADIE. * Berliner Berichte für 1850 und 51 S. 1145. — Aus *Edinb. Journ.* V. 50 p. 209 u. V. 51 p. 44. — Froriep's Tagesberichte über Phys. u. Chem. 1. 180. — Ferner * Berliner Berichte für 1852. S. 580. — Aus *Phil. Mag.* [4]. 4. 451.
[24] PLÜCKER. * Pogg. Ann. Bd. 74. S. 321, namentlich §. 5; und Bd. 75. S. 177 (1848).
[25] MATTEUCCI. * *Cours spécial sur l'induction, le magnétisme de rotation, le diamagnétisme etc.* Paris 1854, p 223. — Auch in der unter N. 18 citirten Abhandlung.
[26] MATTEUCCI. * *Cours spécial etc.* p. 190.
[27] QUET. * *L'Institut.* N. 1056 (29 Mars 1854). — *Comptes rend.* 20 Mars 1854. p. 562. — *Philos. Mag.* [4]. Vol. 7. p. 530 (July 1854). — *Cosmos par Moigno.* 4. 446.
[28] MATTEUCCI. *Comptes rend.* 36. 917 (1853). — *Cours spécial etc.* p. 176.
[29] DUTROCHET. * *Comptes rend.* 22. 619 (13 Avr. 1846).

§. 43. Das magnetische Verhalten der Gase.

In der ersten Zeit nach Entdeckung des Diamagnetismus lieferten die Versuche über das magnetische Verhalten der Gase nur negative Ergebnisse. Erst als man beobachtet hatte, dass die brennenden Gase, die Flammen, von kräftigen Magnetpolen zurückgestossen werden, fand man Mittel, zunächst das Verhalten dieser, dann das der farbigen Gase und endlich auch das der farblosen zu untersuchen.

Bringt man nämlich eine Flamme zwischen die angenäherten spitzen Magnetpole, so wird sie mit dem Schliessen des magnetisirenden Stromes nach der äquatorialen Richtung bedeutend verbreitert und nach der axialen zusammengedrückt. Besonders gut eignen sich dazu die Flammen des Talges und des Terpenthinöles. Unter günstigen Umständen wird ihr leuchtender Theil ganz aus dem Magnetfelde getrieben, ja sie werden sogar durch den Magnetismus ausgelöscht. Wie die in der Flamme sichtbaren Gase und die in ihnen suspendirten glühenden festen Körper (sogar die glühenden und die Flamme rothgelb färbenden Eisentheilchen, die von einem mit Eisensalz eingeriebenen Docht aufsteigen) sich sonach diamagnetisch verhalten, so zeigen sich die sichtbaren Gase überhaupt, wie Chlor, Bromdampf, Joddampf u. s. w., ebenfalls diamagnetisch, wenn man sie in atmosphärischer Luft zwischen den Polen auf- oder absteigen lässt. — Um aber die farblosen Gase zu prüfen, bedient man sich am besten einer Wage, die ganz aus Glas besteht, mit Ausnahme einer stählernen Schneide, durch die sie auf dem Gestell ruht. Mittelst derselben werden mit den zu prüfenden Gasen gefüllte Glaskugeln von etwa 4 ^{cm} Durchmesser über den unthätigen und über den thätigen Magnetpolen äquilibrirt, und die hieraus sich ergebende Gewichtsdifferenz ist das Maass der paramagnetischen und diamagnetischen Wirkung.

Zunächst zeigt sich aus diesen Messungen, dass **das Sauerstoffgas stark paramagnetisch ist und dass die atmosphärische Luft ebenfalls in dem Maasse von den Magnetpolen angezogen wird, als sie Sauerstoff enthält.** Aus vergleichenden Messungen der magnetischen Intensität des Sauerstoffgases in Bezug zu der des weichen Eisens geht z. B. hervor, dass aller in der atmosphärischen Luft enthaltene Sauerstoff eine ebenso grosse Wirkung ausüben würde, als wenn die ganze Erde mit einer Eisenplatte überzogen wäre, welche fast 1 Millimeter Dicke hätte.

Das Sauerstoffgas scheint auch in ähnlicher Weise seinen Magnetismus zu bewahren, wie wir das am Stahl zu sehen gewohnt sind. Es wurde wenigstens beobachtet, dass eine über den Magnetpolen äquilibrirte mit Sauerstoff gefüllte Glaskugel beim Umlegen des den Magneten erregenden Stromes anfangs etwas abgestossen, und dann erst wieder angezogen wurde, was sich nur durch ein Bewahren der magnetischen Vertheilung erklären lässt.

Um nun die Wirkung des Magnetismus auf irgend ein in der atmosphärischen Luft gewogenes Gasvolumen zu trennen von derjenigen Kraft, mit welcher sich die von derselben aus der Stelle gedrängte atmosphärische Luft den Magnetpolen anzunähern strebt, ist es nöthig, die vorigen Bestimmungen auch mit der

von Luft entleerten Kugel vorzunehmen. Da nämlich in dem leeren Raume alle Angriffspunkte für die magnetischen Kräfte fehlen, so ist der leere Raum sicher der absolute Nullpunkt für das entgegengesetzte Verhalten der verschiedenen Körper, das paramagnetische und das diamagnetische.

Diese Betrachtungen führen dahin, zu prüfen, ob das ARCHIMEDische Princip auch auf die magnetischen Kräfte übertragen werden könne. Wägungen paramagnetischer und diamagnetischer Körper in paramagnetischen und diamagnetischen tropfbaren und gasförmigen Flüssigkeiten unter Einfluss der Magnetkraft haben bewiesen, dass jenes Princip ebenfalls auf die im Magnetfeld thätigen Kräfte Anwendung findet, dass also ein Körper ebenso viel von seiner magnetischen Anziehung verliert, als diejenige Kraft beträgt, mit welcher ein von ihm aus der Stelle gedrängtes Flüssigkeitsvolumen angezogen wird. Die diamagnetischen Kräfte sind dabei mit negativem Vorzeichen in Rechnung zu bringen.

Ausser dem Sauerstoff hat sich kein elementares Gas magnetisch bewiesen. Entschieden diamagnetisch zeigte sich nur Wasserstoff, denn es wurde die damit gefüllte Kugel vom Magneten abgestossen. Die übrigen elementaren Gase reagirten so schwach gegen die Magnetkraft, dass ein sicherer Nachweis davon nicht gelingen wollte.

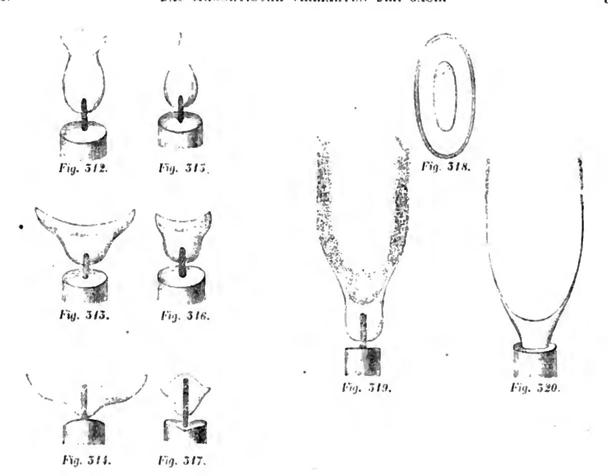
Werden die nicht magnetischen Gase mit Sauerstoff gemengt, so entspricht die nachmals geprüfte Anziehung nahezu derjenigen, welche sich für die im Gemenge enthaltene Quantität Sauerstoff allein ergeben würde. Stets aber fällt die gemessene Anziehung des Gemenges etwas grösser aus, als die hiernach berechnete sein würde. Die am nächsten liegende Erklärung geht dahin, dass das magnetische Sauerstoffgas sich stärker nach den Polen hindrängt, als der diamagnetische oder indifferente andere Gemengtheil.

Im Betreff der gasförmigen chemischen Verbindungen kann nur wiederholt werden, was oben schon im Allgemeinen angeführt wurde, dass nämlich ihr Verhalten nicht abgeleitet werden kann aus dem der Elemente. — Die meisten reagiren nämlich, wenn sie auch, wie Kohlensäure, Kohlenoxyd, Wasserdampf u. s. w., zu einem Theil aus Sauerstoff bestehen, so schwach gegen den Magnetismus, dass die Kraft nicht gemessen werden kann. Nur Stickoxyd ist ziemlich stark paramagnetisch. Das ist aber um so auffälliger, als Untersalpetersäure und Stickoyydul sich nicht magnetisch verhalten, obwohl die erstere für gleiche Mengen Stickstoff die doppelte Menge Sauerstoff enthält, und letzteres nur die Hälfte von dem des Stickoxydgases. Das Einzige, was die beiden diamagnetischen Verbindungen ausserdem der magnetischen Kraft gegenüber charakerisirt, ist, dass erstere bei ihrer Bildung eine beträchtliche Verdichtung erleiden, letztere aber ein Volumen besitzt, welches gleich ist der Summe der Volumina ihrer Elemente, und hiermit muss ihr Verhalten im Magnetfelde in Zusammenhang stehen.

Das magnetische Verhalten des Sauerstoffs und somit auch der atmosphärischen Luft giebt einen Erklärungsgrund ab für die regelmässigen Aenderungen, welche die magnetometrischen Instrumente gegen ihren mittleren Stand während verschiedener Tages- und Jahreszeiten zeigen. Da nämlich die

Fähigkeit eines gewissen Volumens atmosphärischer Luft, gegen magnetische Kräfte zu reagiren, stets proportional ist der Menge von Sauerstoff, welche in diesem Volumen enthalten ist, so wird diese Reaction in dem Maasse geringer werden, als die Luft durch Temperaturerhöhung oder Druckverminderung gelockert wird. Die Erde kann man nun als einen Magneten von selbstständiger Kraft betrachten. Wirkt sie demzufolge auf die umgebende Atmosphäre, so wird letztere ebenfalls in einen Magneten umgewandelt werden, nur von weit schwächerer Kraft und mit umgekehrter Lage der Pole. Somit werden magnetometrische Instrumente eine geringere Kraft in Folge der Gegenwart der Atmosphäre anzeigen, als wenn diese nicht vorhanden wäre; denn der freie Magnetismus des Erdkörpers wird ja durch die magnetische Vertheilung in der Atmosphäre beeinträchtigt. Wenn aber bei erhöhter Tages- oder Jahrestemperatur oder auch bei erniedrigtem Barometerstand ein Theil der Atmosphäre gegen einen andern aufgelockert ist, und somit eine schwächere paramagnetische Kraft besitzt, so wird dadurch die Beeinträchtigung des ursprünglichen Erdmagnetismus eine geringere. Und somit ergiebt sich in Uebereinstimmung mit der Erfahrung, dass unter diesen Umständen der Erdmagnetismus stärker auf die magnetometrischen Instrumente wirkt, als bei einer entgegengesetzten Beschaffenheit der Atmosphäre.

I. Faraday konnte auf dem Standpunkte seiner einundzwanzigsten Reihe von Experimentaluntersuchungen [1] (2400—2416) einen Einfluss des Magnetismus auf Gase oder Dämpfe noch nicht wahrnehmen, mochte er damit gefüllte Flintglasröhren in verdichteter oder verdünnter Luft oder unter Wasser prüfen. Pater Bancalari entdeckte nach einer Mittheilung von Zantedeschi [2] im September 1847, dass eine Flamme zwischen den Polen eines thätigen Magneten abgestossen wird. Zantedeschi bemerkte bei Wiederholung dieses Versuches, dass er (und ebensowohl auch alle diamagnetischen Versuche) bei einer gewissen Masse der beweglichen Polplatten, die sich je nach den übrigen Combinationen richten muss, am besten gelingt, während Vergrösserung und Verkleinerung der Masse eine Verminderung des Effektes hervorbringe. Zantedeschi [3] ist auch der Erste gewesen, welcher, freilich durch einen falschen Versuch verleitet, auf die paramagnetische Natur des Sauerstoffs aufmerksam machte. Ausführlichere Untersuchungen über das Verhalten der Gase im Magnetfelde stellten fast gleichzeitig Faraday [4] und Plücker [5] an, sowie kurz darauf E. Becquerel [6]. Die Untersuchungen des Letzteren können erst in Nummer II im Zusammenhang mit anderen besprochen werden. Was aber erstere betrifft, so gingen beide von der Beobachtung Bancalari's aus, sie stellten eine Flamme zwischen den einander zugekehrten, in Spitzen ausgehenden Halbankern (vergl. *Fig. VII* auf *Taf. I*) auf, und bemerkten mit dem Schliessen des magnetisirenden Stromes, dass sich dieselbe verkürzt, nach der axialen Richtung verschmälert und nach der äquatorialen verbreitert. Flammen von Aether, Alkohol, Steinkohlengas, Phosphor, Kampher (Faraday), Schwefel, Wasserstoff (Plücker) zeigten in gleicher Weise dieses Verhalten, ebenso der vom Docht einer eben verlöschten Kerze aufsteigende Dampf. Der Schwefel brannte in einem regelmässigen Kegel auf einem Porzellanschälchen. Mit dem Schliessen des Stromes erniedrigte sich die Flamme und der Schwefel kam zum Kochen. In *Figg. 512—521* sind einige der Gestalten wiedergegeben, welche Plücker an verschiedenen Flammen beobachtete und zwar sind die *Figg. 512, 515* und *514* die in der äquatorialen Ebene sich darbietenden Gestalten, welche eine nicht rauchende



Talgkerze annimmt, wenn die Polspitzen immer weiter nach dem Docht herabrücken. Es sind *Figg. 315, 316* und *317* die Durchschnitte der Flammen nach der axialen Ebene und *Fig. 318* ist die Ansicht von oben für *Figg. 315* und *316*. Eine stark rauchende Talgkerze nahm zwischen thätigen Magnetpolen in der äquatorialen Ebene die Gestalt von *Fig. 319* an und eine Terpenthinölflamme die Gestalt von *Fig. 320*. Bei letzterer zeigte sich nur der untere Theil leuchtend, der obere bestand aus wirbelartig sich emporbewegenden Kohlenstäubchen. — Brannte Alkohol an einem mit Eisenvitriol eingeriebenen Docht, so wurde seine Flamme gleichfalls äquatorial verbreitert, ohne die für den Eisengehalt charakteristische gelbe Farbe zu verlieren; die glühenden Eisentheilchen erfuhren also gleichfalls eine Abstossung. Faraday brachte die Flammen zwischen Polansätze des Hufeisenmagneten, welche in der Längsrichtung durchbohrt waren, und sah, dass sich die Flammen in 4 Theile theilten, von denen zwei durch die Durchbohrungen schlugen.

Hieraus geht aber offenbar hervor, dass die sämmtlichen bisher geprüften Verbrennungsproducte, sogar das feinvertheilte Eisen, im glühenden Zustande diamagnetischer sind, als die umgebende Luft. Um zu entscheiden, ob die hohe Temperatur das diamagnetische Verhalten begünstige, schlägt Plücker vor, einen erhitzten Luftstrom zwischen den Polspitzen aufsteigen zu lassen, ihn durch einen seitlich vom Heliostaten kommenden Lichtstrahl zu erleuchten und das auf einem dahinter stehenden Schirme aufgefangene Bild zu beobachten. Faraday erwärmte die Luft durch eine zwischen den Polspitzen aufgestellte galvanisch stark erhitzte Platinspirale und hielt über dieselbe ein Thermometer. Dieses stieg bei unthätigem und fiel bei thätigem Magneten, stieg aber wieder, wenn es zur Seite gehalten wurde. Faraday schloss daraus, dass heisse Luft in kalter Umgebung von gleicher chemischer Beschaffenheit stets abgestossen werde. Doch widerrief er diese Verallgemeinerung [7] bei Gelegenheit einer Wiederholung der angegebenen Versuche, bei welcher er sich auf eine genauere Untersuchung der Kohlensäure, des Stickstoffs und des Sauerstoffs beschränkte. Er brachte zwischen den

Magnetpolen ebenfalls eine galvanisch erglühende Spirale an, umgab dieselbe mit sorgfältigst gereinigten Gasen und befestigte über der Spirale, aber innerhalb des Gasreservoirs eine mit Wachs überzogene Glimmerplatte. So lange als der Magnet unthätig war, stiegen die an der Spirale erhitzten Gase so aufwärts, dass das Wachs nur gerade über der Spirale sich geschmolzen zeigte; sowie aber der Magnet in Thätigkeit versetzt wurde, veränderte sich, wenn Sauerstoff das geprüfte Gas war, die schmelzende Stelle so, dass daraus die paramagnetische Eigenschaft desselben hergeleitet werden konnte. Befand sich aber chemisch reine Kohlensäure oder ebenso reiner Stickstoff in der Umgebung, so änderte sich die abgeschmolzene Stelle nicht. Wurden jedoch diese Gase mit einer Spur von atmosphärischer Luft verunreinigt, so trat sofort mit Erregung des Magneten auch die dem zugeführten Sauerstoff entsprechende Aenderung in dem Abschmelzen des Wachses hervor.

Bei einer anderen Versuchsreihe über das Verhalten kalter Gase bediente sich Faraday [4] des folgenden sinnreichen Verfahrens. Die Gase wurden in einer zweihalsigen Flasche eingeschlossen, aus der sie durch ein Capillarrohr zwischen den Polen ausströmten in dem Maasse, als durch eine am andern Hals stehende Trichterröhre Wasser zufloss. An die Capillarröhre war ein Knie zur Aufnahme von einigen Tropfen Salzsäure angeblasen, die sich spurenweise zu den ausströmenden Gasen mischte. Ueber oder nach Bedürfniss unter den Polenden standen in der äquatorialen resp. axialen Ebene drei oben und unten offene cylindrische Fangröhren, in denen sich Fliesspapierstreifen mit Ammoniakflüssigkeit getränkt befanden. Je nachdem nun in der einen oder andern Röhre Salmiakdämpfe entstanden, konnte ermessen werden, ob das aus der Capillarröhre hervorströmende Gas nach der äquatorialen oder axialen Richtung von den thätigen Magnetpolen getrieben wurde. Ausser diesen Versuchen in atmosphärischer Luft wurden ganz ähnliche Prüfungen in Umgebungen von Kohlensäure, Wasserdampf und Leuchtgas vorgenommen, die sich in Glasglocken befanden, und die mit Spuren von Ammoniak vermischt waren. Die Ergebnisse aus diesen Versuchen sind in der folgenden Tabelle übersichtlich zusammengestellt. Für die leergelassenen Rubriken scheinen keine Versuche angestellt worden zu sein.

Gase	In atmosphärischer Luft	In Kohlensäure	In Wasserstoffgas	In Leuchtgas.
Atmosphärische Luft	indifferent	magnet.	magnet.	magnet.
Stickstoff	diamagnet.	diamagnet.	diamagnet.	magnet.
Sauerstoff	magnet.	magnet.	magnet.	magnet.
Wasserstoff	diamagnet.	diamagnet.		
Kohlensäure	diamagnet.		diamagnet.	diamagnet
Kohlenoxyd	diamagnet.	sehr diam.	diamagnet.	diamagnet.
Stickoxydul	diamagnet.	schwach diam.	diamagnet.	
Stickoxyd	fast indiff. etwas diam.	magnet.	diamagnet.	
Salpetrige Säure	schwach diam.			
Oelbildendes Gas	diamagnet.	diamagnet.	diamagnet.	diamagnet
Steinkohlengas	diamagnet.	diamagnet.		
Schweflige Säure	diamagnet.			
Chlorwasserstoffgas	diamagnet.	diamagnet.	schwach diam.	
Jodwasserstoffgas	diamagnet.			
Fluorkieselgas	diamagnet.			

Gase	In atmosphärischer Luft	In Kohlensäure	In Wasserstoffgas	In Leuchtgas.
Ammoniak	diamagnet.	diamagnet.	diamagnet.	
Chlor	diamagnet.		diamagnet.	
Jod (nicht zu dicht)	diamagnet.			
Bromdampf	diamagnet.			
Cyan	diamagnet.			

Es geht hieraus namentlich hervor, dass sich Sauerstoff sogar paramagnetischer verhält als atmosphärische Luft, und diese hinwiederum paramagnetischer ist als alle andern Gase *. Da aber der Stickstoff sich indifferent verhält, so ist anzunehmen, dass das magnetische Verhalten der atmosphärischen Luft blos dem Sauerstoff zu danken ist, weswegen Faraday und Plücker meinten, dass Sauerstoff und Stickstoff sich durch den Magnetismus müsse trennen lassen. Doch davon später unter VI.

Interessant ist das Verhalten des salzsäurehaltigen Sauerstoffgases in der ammonikalischen Kohlensäureatmosphäre. Es rotirte nämlich die entstandene Wolke um die thätigen Magnetpole; bei Unterbrechung des Stromes sank die Wolke, wurde aber sofort wieder emporgehoben, wenn der magnetisirende Strom wieder geschlossen war.

Ausser den schon erwähnten Gasen hatte Plücker zunächst vorzugsweise die gefärbten, als Joddampf, Bromdampf, salpetrige Säure, Chlor, den sichtbaren Wasserdunst, ingleichen Quecksilberdampf untersucht, und alle diamagnetischer gefunden, als atmosphärische Luft, in Uebereinstimmung mit Faraday's Versuchen.

II. Das Verhalten der Gase im Magnetfelde bietet zu vielseitige, theoretisch wichtige Anknüpfungspunkte, als dass es die Experimentaluntersuchungen bei dem einfachen Nachweis von Anziehung oder Abstossung hätten bewenden lassen sollen. Zunächst handelt es sich darum, festzustellen, ob die beobachteten Anziehungen und Abstossungen der Körper in Mitteln von verschiedener Natur nur von einer Differenzwirkung des Magneten auf die zu prüfende Substanz und das umgebende Mittel herrühre, oder ob wirklich sich verschiedene Körper absolut entgegengesetzt gegen den Magneten verhalten.

Abgesehen von einigen, freilich nicht ganz zweckmässigen Vorschlägen Melloni's [8], die eine Entscheidung herbeiführen sollten, wandte sich E. Becquerel [6] dem ersten Theil dieser Alternative zu. Der Apparat, dessen er sich zu den hierher gehörigen sowie zu vielen andern Versuchen bediente, bestand aus einem hufeisenförmigen Elektromagneten mit 63 Kilogrammes schwerem Eisenkern und mit Halbankern versehen, zwischen denen die zu prüfenden Körper an einer empfindlichen Torsionswage entweder in freier Luft oder in Gefässen mit verschiedenen Flüssigkeiten oder auch in Gasen von verschiedener chemischer Beschaffenheit, sogar auch im luftleeren Raum aufgehangen werden konnten. Ist nun überhaupt die Annahme gerechtfertigt, dass ein jeder in einer Flüssigkeit aufgehangener Körper von einem Magneten angezogen wird mit der Differenz der Wirkungen, welche auf ihn und auf das von ihm aus der Stelle gedrängte Flüssigkeitsvolumen ausgeübt werden, dass also das Archimedische Princip auch auf die magnetischen Kräfte Anwendung findet, so muss

* Diese Thatsachen sind vielleicht E. Becquerel nicht gegenwärtig gewesen, als er (*Ann. de chem. et de ph.* [3] 32. 93 (1851) schrieb. „... *expériences, qui m'ont conduit à la decouverte du magnétisme de l'oxygène*", denn seine erste Veröffentlichung datirt vom 21. Mai 1849.

sich das erweisen lassen, wenn man zwei feste Körper von verschiedener Substanz an der Drehwage im Magnetfelde aufhängt, sie mit Flüssigkeiten von ebenfalls verschiedener Natur umgiebt, die in denselben erfolgenden Anziehungen resp. Abstossungen misst und die Differenzen der so gefundenen Zahlen für jeden der festen Körper und für je zwei dieselben umgebenden Mittel berechnet. Die so gewonnenen beiden Reihen von Differenzen müssen alsdann für die entsprechenden Flüssigkeiten in gleichem Verhältniss zu einander stehen. So wurden nach einander ein Cylinder von Schwefel und einer von Wachs (in der Mitte mit einer Bleikugel beschwert) an dem Draht der Torsionswage aufgehangen, jeder nach einander in die in der ersten Columne der folgenden Tabelle verzeichneten Umgebungen gebracht, und die Anzahl von Graden an der Torsionswage bestimmt, welche nöthig war, um die von der Magnetkraft abgelenkten Körper wieder in ihre erste Gleichgewichtslage zurückzuführen. Die derart gewonnenen Zahlen wurden durch das Quadrat der den Magneten erregenden Stromkraft dividirt, um sie auf die Einheit der Kraft zurückzuführen, und sind in der zweiten und dritten Columne der Tabelle verzeichnet, und zwar bedeutet das negative Zeichen Abstossung, das positive Anziehung:

Umgebendes Mittel	Schwefel	Wachs
Atmosphärische Luft	— 0,9038	— 0,3485
Wasser (spez. Gewicht 1,0000)	— 0,1004	+ 0,2647
Concentrirte Lösung von Chlormagnesium (1,3197)	+ 0,0649	+ 0,3816
Lösung von schwefelsaurem Nickel (1,0827)	— 2,6060	— 1,6733
Concentrirte Lösung von Eisenchlorür (1,4334)	—53,7860	—

Wird nun jede dieser Zahlen von der obersten derselben Vertikalreihe abgezogen, so ergiebt sich daraus das in der zweiten Columne jeder der beiden folgenden Tabellen verzeichnete Maass für die Kraft, mit welcher jeder der in der ersten verzeichneten Körper bei bezüglich gleichem Volumen in atmosphärischer Luft von der Magnetkraft angezogen oder abgestossen wird. Setzt man dann diejenige Kraft, mit welcher das Wasser in Luft abgestossen wird, = — 10 und berechnet nach demselben Verhältniss die anderen Zahlen, so erhält man diejenigen Zahlen, welche Becquerel (analog dem specifischen Gewicht) mit specifischem Magnetismus bezeichnet, und welche in den letzten Columnen der folgenden Tabellen verzeichnet sind. Es ergiebt sich:

Aus den Versuchen mit Schwefel

für die Körper	eine magnetische Wirkung	der specifische Magnetismus
Schwefel	— 0,9038	— 11,25
Wasser	— 0,8034	— 10,0
Chlormagnesiumlösung	— 0,9687	— 12,06
Lösung von schwefelsaurem Nickel	+ 1,7022	+ 21,19
Concentrirte Lösung von Eisenchlorür	+52,8822	+658,2

Aus den Versuchen mit Wachs

für die Körper	eine magnetische Wirkung	der specifische Magnetismus
Wachs	— 0,3485	— 5,68
Wasser	— 0,6132	— 10,0
Chlormagnesiumlösung	— 0,7299	— 11,91
Lösung von schwefelsaurem Nickel	+ 1,3248	+ 21,60

Die grosse Uebereinstimmung in den Zahlen der letzten Columnen beider Tabellen berechtigt zu der Folgerung, dass wirklich das ARCHIMEDische Princip auch auf die magnetischen Kräfte Anwendung findet.

In gleicher Weise wurden noch die specifischen Magnetismen für die in der folgenden Tabelle zusammengestellten Substanzen beobachtet und berechnet, welche meist als Mittel aus verschiedenen Beobachtungsreihen genommen sind.

Substanzen	Specifischer Magnetismus	Specifisches Gewicht
Wasser	— 10	—
Schwefel (Mittel aus 5 Versuchen)	— 10,68	—
Phosphor	— 16,39	—
Selen	— 16,52	—
Werkblei	— 15,28	—
Wismuth (Mittel aus 3 Versuchen)	—217,61	—
Zink (käufliches)	— 2,5	—
Wachs (weisses)	— 5,68	—
Gewöhnlicher Alkohol	— 8,50	—
Rectificirter Alkohol (2 Versuche)	— 7,89	0,8059
Schwefelkohlenstoff (unsicher)	— 13,30	—
Eisenchlorürlösung Nr. 1	+360,70	1,2767
„ Nr. 2	+658,13	1,4334
„ Nr. 3 (2 Versuche)	+ 91,93	1,0695
Chlormagnesiumlösung	— 12,05	1,3197
Kochsalzlösung Nr. 1 (2 Versuche)	— 11,28	1,2084
„ Nr. 2 (2 Versuche)	— 10,75	—
Chlorkaliumlösung (2 Versuche)	— 11,61	—
Lösung von schwefelsaurem Nickel (3 Versuche)	+ 21,28	1,0827
Lösung von käuflichem schwefelsauren Kupfer	+ 8,14	1,1265
Schwefelsaures Eisenoxydul (2 Versuche)	+211,16	1,1923
„ „	+180,22	1,1728
Schwefelsaures Eisenoxyd (2 Versuche)	+135,16	1,1587

Die specifischen Magnetismen gelten hier für gleiche Volumina; sollen sie für gleiche Gewichte der Substanzen berechnet werden, so müssen sie mit dem specifischen Gewicht derselben dividirt werden.

Um zu einem Verhältniss dieser Zahlen mit dem Magnetismus des weichen Eisens zu gelangen, wurden in Wasserstoff geglühte Eisenspähne mit Wachs in verschiedenen Verhältnissen zusammengeknetet und daraus Cylinder geformt, welche

unter Einfluss eines Magneten in Schwingungen versetzt wurden. Die aus der Schwingungsdauer berechneten Kräfte waren dem Eisengehalt proportional, was darauf schliessen lässt, dass die magnetische Wechselwirkung der einzelnen Eisentheilchen hier unmerklich geworden war. Dann wurden Glascylinder von denselben Dimensionen in die eisenhaltigen Wachscylinder mit der Eisenchlorürlösung Nr. 2 gefüllt, und unter gleichen Bedingungen wie jene in Schwingungen versetzt. Nachdem die Ergebnisse auf die magnetische Wirkung des Glases und die Torsion der Aufhängefäden corrigirt war, zeigte ein Vergleich der auf die Wachs- und Eisenchlorürcylinder wirkenden Kräfte, dass sich die Eisenchlorürlösung verhält wie Wachs, von dem 1 Kubikcentimeter mit 0,1934 Milligrammes (in einem andern Versuch 0,214 Milligr.) feinvertheilten Eisen gemengt ist. Wird dann im Mittel 0,2 Milligr. Eisen für 1 ccm Wachs angenommen, so ergiebt sich als Verhältniss für die magnetischen Kräfte

	bei gleichem Volumen	bei gleichem Gewicht	letzteres für Wasser = −10
des Eisens	+1000000	+1000000	+3333333
der Eisenchlorürlösung von 1,4334 sp. G.	+ 25,7	+ 140	+ 467
des Wassers	— 0,4	— 3	— 10

Aus den vorstehenden Ergebnissen schliesst aber Becquerel weiter: Dass alle Körper momentan unter Einfluss eines Magneten magnetisirt würden, ganz nach Art des weichen Eisens, nur je nach ihrer Beschaffenheit in höherem oder niederem Grade. Dass aber ein jeder Körper von einem magnetischen Centrum nur angezogen wird mit der Differenz der Wirkungen, die auf den Körper und auf das von ihm aus der Stelle gedrängte Mittel ausgeübt werden.

Demgemäss würde die diamagnetische Wirkungsweise nur daraus resultiren, dass das umgebende Mittel stärker magnetisch wäre als der in dasselbe eintauchende Körper. Um hiernach aber die Abstossung von diamagnetischen Körpern, wie Wismuth, im leeren Raum zu erklären, sieht sich Becquerel gezwungen zu der Annahme eines Aethers, welcher überhaupt die Fortsetzung der magnetischen Wirkungsweise vermittelt, und der dann im leeren Raume sich in einem solchen Zustande befände, dass er sich sogar noch stärker magnetisch verhielte, als die in dieser Umgebung von dem Magneten zurückgestossenen Körper.

Hierzu führte also eine Abstraction, die nicht mehr zu den Prämissen passt, von denen Becquerel selbst bei seinen Untersuchungen ausging, indem ja diese Uebertragung des archimedischen Princips nur von einem Druck herrührt, der von der Materie des umgebenden durch die Magnetkraft beeinflussten Mittels auf den in demselben aufgehangenen Körper ausgeübt wird. Plücker [9] legt in einer Entgegnung gegen diese Ansichten mit Recht Gewicht darauf, dass der leere Raum keinen hydrostatischen Druck ausüben könne, und dass eine Kraft, die nicht an eine wägbare Materie gebunden sei, bisher keine Analogie habe. Wenn Becquerel diese Hypothese nur als einen Gesichtspunkt betrachtet, unter dem sich die Reihe der Erscheinungen zusammenfassen lässt, so ist solcher Grundsatz bedenklich, indem jedenfalls eine fehlerhafte Hypothese zu falschen Begriffen verleitet. —

Faraday [10] ist dagegen der Ansicht, dass sich verschiedene Körper wirklich entgegengesetzt im Magnetfelde verhalten, dass, wenn dies der Fall sei, ein magnetischer Nullpunkt vorhanden sein müsste. Um darüber zu entscheiden, construirte er eine Differentialdrehwage, bestehend aus einem längeren Stabe, der auf dem einen Ende mit einem in Gestalt eines T aufgesetzten Querbalken, auf dem andern mit Gegengewichten armirt war und in der Mitte an einem Coconfaden hing. Von beiden Enden des Querbalkens hingen Glaskugeln herab, die mit Gasen von verschiedener Natur oder verschiedener Dichtigkeit gefüllt werden konnten.

Befanden sich die beiden Magnetpole zwischen den Kugeln, so konnte aus der Richtung der Bewegung entschieden werden, ob der Inhalt der einen Kugel mit stärkerer oder mit schwächerer Kraft sich nach dem Magnetfelde zu bewegen strebte, als der der anderen. Befanden sich in beiden Kugeln die verschiedensten Gase in der grösstmöglichen durch die Luftpumpe erreichbaren Verdünnung, so verhielt sich der Apparat gegen den Magneten indifferent. FARADAY schloss daraus, dass der leere Raum den absoluten Nullpunkt für den Magnetismus darstelle. Da nun eine mit Sauerstoffgas gefüllte Kugel stärker vom Magneten angezogen wird, als eine leergepumpte, so ist Sauerstoffgas wirklich magnetisch und nicht blos schwächer diamagnetisch als das umgebende Mittel *. Weitere Untersuchungsergebnisse mit demselben Apparat sind minder genau, als die auf anderem Wege von PLÜCKER gefundenen, daher sie erst später mit diesen gemeinschaftlich (in Nr. V—VII) behandelt werden sollen.

III. Andere Versuche FARADAY's [11] sind gewissermassen als eine Wiederholung der in der vorigen Nummer angeführten BECQUEREL's zu betrachten, führten jedoch zu etwas abweichenden Ergebnissen. Er hing an einer empfindlichen Drehwage einen horizontalen Glasstab in einem Gefässe zwischen den Magnetpolen auf und maass die Anziehung resp. die Abstossung des Stabes, wenn das Gefäss nach einander mit verschiedenen Flüssigkeiten gefüllt war. Wurden dieselben Versuche mit andern Körpern statt des Glasstabes wiederholt, so zeigten sich die Verhältnisse der für verschiedene Flüssigkeiten gefundenen Differenzen bei allen in denselben geprüften Substanzen gleich, wie das der obigen Erörterung gemäss nach dem ARCHIMEDischen Gesetz statthaben muss.

Behufs der hiernach für den specifischen Magnetismus der Substanzen zu construirenden Skala theilte er die sich ergebende Gewichtsdifferenz gleicher Volumina der Substanzen bei Wägungen in Wasser und in Luft in 100 Theile und bestimmte die Zahlen so, dass dem leeren Raum die Zahl 0 entsprach. Hiernach bestimmte er die folgende Reihe, bei welcher zu bemerken sein dürfte, dass die Zahlen für Wasserstoff, Stickstoff und einige andere, dem Nullpunkt nahestehende Substanzen nicht als ganz sicher zu betrachten sind und die Decimalstellen nicht durch die Beobachtung, sondern nur durch die Rechnung gewonnen worden sind:

Ammoniak-Kupferoxydul	—134,23	Limonen-Oel	80,0
Ammoniak-Kupferoxyd	—119,83	Kampfer	82,6
Sauerstoff	— 17,5	Leinöl	85,6
Luft	— 3,4	Olivenöl	85,6
Oelbildendes Gas	— 0,6	Wachs	86,7
Stickstoff	— 0,3	Salpetersäure	88,0
Vacuum	0,0	Wasser	96,6
Kohlensaures Gas	0,0	Ammoniakflüssigkeit	98,5
Wasserstoff	0,1	Schwefelkohlenstoff	99,4
Ammoniakgas	0,5	Salpeterlösung (gesättigt)	100,1
Cyan	0,9	Schwefelsäure	104,5
Ein Glas	18,2	Schwefel	118,0
Reines Zink	74,6	Arsenchlorid	121,7
Aether	75,3	Borsaures Blei (geschmolzen)	136,6
Absoluter Alkohol	78,7	Wismuth	1967,6.

Diese Kräfte gelten für einen Abstand von 0,6 Zoll von der Axe des benutzten Magneten. Für andere Abstände stellten sich etwas verschiedene Zahlen

* Die kräftige magnetische Anziehung des Sauerstoffs lässt sich daraus abnehmen, dass eine mit Sauerstoff und eine andere mit Eisenvitriollösung gefüllte Glaskugel sich dann gerade das Gleichgewicht hielten, wenn das Gewicht des in letzterer enthaltenen krystallisirten Eisenvitriols das 7fache des Sauerstoffs in ersterer betrug.

heraus, namentlich fand FARADAY für stärker diamagnetische Substanzen eine grössere Abnahme der Kraft mit der Entfernung von den Polen, als für schwächere.

IV. E. BECQUEREL [12] hat mit den in Nr. II beschriebenen Apparaten das magnetische Verhalten der Gase nach verschiedenen Richtungen untersucht. Zunächst hing er, wie das schon früher FARADAY ohne Erfolg gethan hatte, einen mit atmosphärischer Luft gefüllten und rings geschlossenen Glascylinder an der Drehwage zwischen den Magnetpolen auf und bestimmte durch dieselbe die Kraft, mit welcher er angezogen wurde. Da er auch mit atmosphärischer Luft umgeben war, rührte diese Anziehung nur von der magnetischen Wirkung auf das Glas her. Wurde aber der Raum, in dem sich die Drehwage befand, luftleer gemacht, so entstand von Neuem eine Anziehung, die nur von der in der Röhre eingeschlossenen atmosphärischen Luft herrühren konnte. Wurde die Röhre mit Sauerstoffgas gefüllt, so war schon in einer Umgebung von atmosphärischer Luft die Anziehung viel bedeutender, als beim vorigen Versuch; im luftleeren Raum war sie aber 5 mal so gross, als wenn die Röhre mit Luft gefüllt gewesen wäre. Eine analoge Prüfung anderer Gase führte zu keinem Ziel, nur das Chlor schien etwas von den Magnetpolen abgestossen zu werden.

Nach diesen Erfahrungen wurde ein Cylinder von Wachs angefertigt, das mit Platinschwamm zusammengeknetet war, und sich in Folge dessen im luftleeren Raum fast indifferent gegen den Magneten verhielt. Nach dem früher nachgewiesenen Princip ist sonach die Kraft, mit welcher er in Sauerstoff oder Luft abgestossen wird, gleich der Kraft, mit welcher ein ihm gleiches Volumen Luft oder Sauerstoff vom Magneten angezogen wird. Aus den Messungen bei 760^{mm} Barometerstand wurden die folgenden specifischen Magnetismen berechnet. Dieselben sind gleichzeitig mit dem oben berechneten specifischen Magnetismus des weichen Eisens in folgender Tabelle zusammengestellt:

	Specifische Magnetismen für Wasser in Luft = — 10		für Eisen = 1000000
	bei gleichem Volumen	bei gleichem Gewicht	bei gleichem Gewicht
Sauerstoff beim Druck von 0^{m},76	+ 1,80	+ 125,7	+ 377 *
Atmosph. Luft bei gleichem Druck	+ 0,38	+ 293	+ 88
Wasser	— 10,00	+ 10	+ 3
Eisen	—	+ 3333333	+ 1000000

* Wie unzuverlässig diese Zahlen sind — was freilich aus der grossen Differenz der Vergleichungspunkte sich erklären lässt — zeigt eine wiederholte „numerische Vergleichung des Magnetismus des Sauerstoffs und des Magnetismus des Eisens" von PLÜCKER [13]. Es wurde in derselben Glaskugel Sauerstoff und dann Eisenchlorür über den einander zugekehrten Magnetpolen durch die Wage mit einander verglichen, und dann wurde in einem anderen Gefässe eine Mischung von feinstem Eisenstaub mit Ceratsalbe einer Vergleichung mit derselben Eisenchlorürlösung ebenfalls durch die Wage unterworfen. Dabei stellten sich die Zahlen der folgenden Tabelle heraus:

	Der specifische Magnetismus bei gleichem Gewicht	
	Wasser = — 10	Eisen = + 1000000
für Sauerstoff	+ 11666	+ 3500
für Eisen	+ 3333333	+ 1000000.

Da nun auch hier der specifische Magnetismus des Sauerstoffs 5 mal grösser ist als der der atmosphärischen Luft, da ferner in letzterer nur etwa $^1/_5$ des Volumens an Sauerstoff enthalten ist und da für Stickstoff, Stickoxydul, Wasserstoff, Kohlensäure auch nach dieser Methode eine magnetische Wirkung nicht nachgewiesen werden konnte, ist der Schluss gerechtfertigt, dass die magnetische Wirkung der Luft allein von dem Sauerstoffgehalt herrührt. Ingleichen muss die starke Magnetisirungsfähigkeit des Sauerstoffs auffallen, indem dieselbe im Vergleich mit der früher in Anwendung gekommenen Eisenchlorürlösung (vergl. S. 576) bei gleichem Gewicht etwa 3 mal stärker ist.

Um die Gase bei verschiedenem Druck zu prüfen, wurden unter Anwendung des schon öfter herangezogenen Principes ein Glasstab oder ein Cylinder von Wachs, mit Platinschwamm gemengt, in einer Drehwage aufgehangen, die einen inneren Gasdruck von mehreren Atmosphären aushalten konnte. Wurde dieselbe erst lufteer gepumpt und dann allmälig Sauerstoff zugelassen, so zeigte sich bei Prüfungen bis zu 2019^{mm} Druck, dass die magnetische Wirkung auf das Sauerstoffgas der Dichtigkeit desselben proportional ist.

Um die Gase noch stärker zu comprimiren, bediente sich Becquerel der Kohle. Gut ausgeglühte Holzkohle zeigte sich, zwischen den Magnetpolen im luftleeren Raum aufgehangen, meist diamagnetisch. Wurde aber atmosphärische Luft oder gar Sauerstoff in ihre Umgebung gebracht, so verhielt sie sich dann stark magnetisch, wahrscheinlich in Folge der Verdichtung des Sauerstoffs in den Poren derselben. Mehr noch als Sauerstoff verdichten sich Kohlensäure und Stickoxydul in der Kohle. Dieselbe zeigte sich aber dann etwas diamagnetischer als im luftleeren Raume. Dasselbe geschah wenn die Kohle mit ölbildendem Gas, mit Cyangas oder mit Ammoniakgas geschwängert wurde. Endlich zeigte sich Wasser, welches Sauerstoff absorbirt hatte, magnetischer, als reines. Da wir jedoch nicht wissen, in welchem Zustande sich diese Gase befinden, wenn sie von festen oder flüssigen Körpern absorbirt worden sind, dürfte es unstatthaft sein, allgemeinere Schlüsse aus jenen Versuchen zu ziehen.

V. Plücker[14] bediente sich bei seinen Versuchen über das magnetische Verhalten der Gase einer von Herrn Geissler angefertigten Wage, welche mit Ausnahme des zur Regulirung des Schwerpunktes dienenden messingenen Laufgewichts und der stählernen Schneide nur aus Glasröhren construirt war und welche bei Belastungen bis zu 9 Grammen ein Uebergewicht von 0,1 Milligrammen noch deutlich angab. Jeder Arm der Wage war zu dem Ende in 100 Theile getheilt, auf denen in üblicher Weise ein Reiter aus Metalldraht bis zur Herstellung des Gleichgewichts verschoben werden konnte. An derselben wurde eine mit Röhre und Hahn versehene Glaskugel A in *Fig. 321*, welche einen innern Druck von 1 Atmosphäre auszuhalten im Stande war, über den angenäherten Polen des starken Elektromagneten aufgehangen, und die durch diesen auf ein in der Kugel eingeschlossenes Glas ausgeübte Wirkung durch das Gewicht geprüft. Die Aufhängung wurde vermittelt durch die in der Zeichnung (S. 580) in $^3/_{10}$ der Grösse dargestellte gläserne Vorrichtung, welche mit der kleinen Vertiefung bei a auf einer nach oben gehenden Spitze am Ende des Wagebalkens ruht, und mit dem Häkchen bei b in den Ring b_1 der Glaskugel fasst. Zur Entleerung und zur Füllung der Glaskugel A mit verschiedenen Gasen dient die weitere in der Figur in $^3/_{20}$ der natürlichen Grösse

---

was im Vergleich mit der obigen Tabelle einem fast 10mal so grossen Magnetismus des Sauerstoffs entsprechen würde. Diese Zahlen verdienen aber wegen der directeren Bestimmung um deswillen mehr Zutrauen, als die Becquerel's, weil die letzteren erst aus einem Vergleich mit dem schwach wirksamen Wasser hervorgegangen sind.

ausgeführte Vorrichtung. Dieselbe ist in zwei Theilen gezeichnet, welche an den mit X bezeichneten Stellen zusammengefügt zu denken sind. Es ist B ein mit dem Hahn d versehenes Kreuz aus Glasröhren: das untere offene Ende wird auf einer

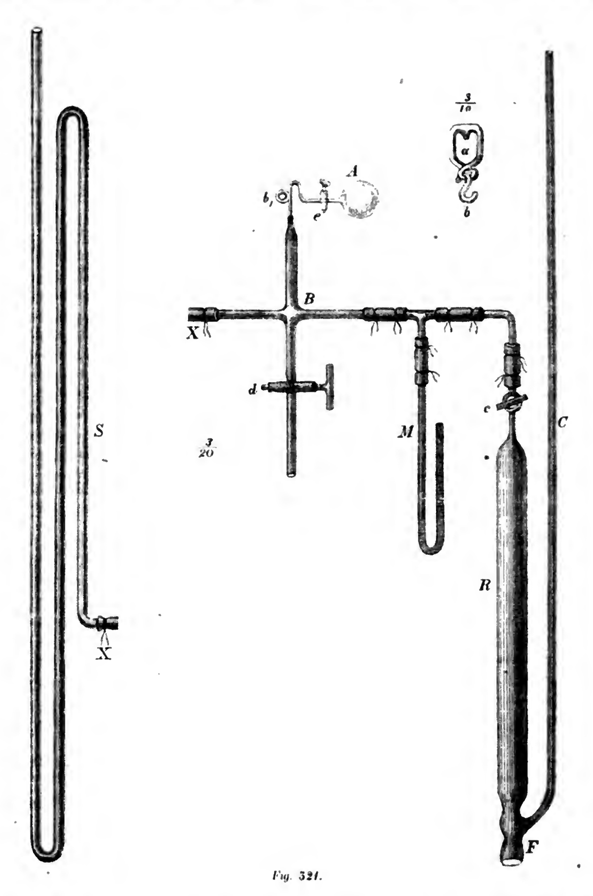


Fig. 321.

Luftpumpe aufgekittet, in das obere ist die Zuleitungsröhre zur Glaskugel A sorgfältig eingeschliffen. Links ist das mit Quecksilber zu füllende Manometersystem S durch eine Kautschuckverbindung angefügt, und rechts ein die Verdünnung durch

die Luftpumpe anzeigendes Manometer M, und das genau kalibrirte Gasreservoir R. Das Manometer M dient nur als Kontrolle des Manometers S und ist unwesentlich. Letzteres misst die Verdichtung und Verdünnung des Gases in der Kugel. Das Gasreservoir R ist oben mit einem Hahn c versehen und steht mit der unteren Auffangöffnung f in einer Quecksilberwanne. Diese Oeffnung ist für den Fall von Gasverdichtungen zur Aufnahme eines Korkes und zum Ueberbinden von Blase über denselben eingerichtet, und trägt eine unten mündende, oben offene seitliche Röhre C, um durch Einfüllen von Quecksilber das Gas in R zu comprimiren.

Wird nun die Kugel mit irgend einem Gase gefüllt, und einmal unmittelbar über den angenäherten thätigen Magnetpolen, ein andermal bei unthätigen Polen gewogen, so wird durch die Gewichtsdifferenz beider Wägungen die Wirkung gemessen, welche die Magnetpole auf das Gas und die Kugel ausüben, nach Abzug derjenigen Wirkung, welche die Pole auf das durch die Kugel verdrängte Volumen des umgebenden Mittels ausüben. Ist die Kugel mit atmosphärischer Luft gefüllt und werden diese Wägungen in Luft angestellt, so erhält man die Wirkung des Magnetismus auf die Substanz der Kugel allein (allerdings mit Vernachlässigung der Wirkung auf das geringe durch die Masse des Glases allein verdrängte Luftvolumen). Werden diese Bestimmungen mit vollkommen luftleerer Kugel in der atmosphärischen Luft angestellt, so ergiebt sich daraus die Wirkung auf das durch das ganze Volumen der Kugel verdrängte Luftvolumen. Bei Plücker's Versuchen wurde zufällig die luftleere Kugel von den Magnetpolen weder angezogen noch abgestossen, so dass die auf deren Glasmasse ausgeübte geringe Anziehung gerade compensirt wurde durch die auf ein der Kugel gleiches Luftvolumen ausgeübte Anziehung. War also die Kugel mit irgend einem Gase gefüllt, so gab die Differenz der Wägungen über den thätigen und unthätigen Polen (mit der oben reservirten kleinen Vernachlässigung) gerade das Maass für die Wirkung auf die in der Kugel enthaltene Gasmasse. —

Es mögen nun die magnetischen Eigenschaften der verschiedenen elementaren Gase folgen, wie sie Plücker durch dieses Verfahren auffand. Nur dürfte noch die Bemerkung vorausgeschickt werden, dass die zu den Wägungen dienende Kugel bei jedem Uebergange zu einem andern Gas oft mit dem neuen Gase gefüllt und wieder evacuirt wurde, bis jede Spur des früheren Gases daraus entfernt sein musste.

a. Sauerstoff, entwickelt aus chlorsaurem Kali und sorgfältig getrocknet, zeigte sich entschieden magnetisch. In der folgenden von selbst verständlichen Tabelle sind 5 Versuchsreihen zusammengestellt für die Anziehungen, welche Sauerstoff von sehr verschiedener Dichtigkeit durch die einander zugekehrten Magnetpole in *Fig. VII* auf *Taf. 1* erfährt. Es ist 0,1 Milligramm als Gewichtseinheit gewählt

Gewicht des Sauerstoffs a	Magnetische Anziehung b	$\frac{1000\,b}{a}$	Differenz vom Mittel
1063	322	303	— 25
775	279	360	+ 32
560	184	329	+ 1
448	145	324	— 4
207	67	324	— 4
		328	
1093	339	310	— 9
938	306	326	+ 7
565	182	322	+ 3
		319	

Gewicht des Sauerstoffs a	Magnetische Anziehung b	$\frac{1000\,b}{a}$	Differenz vom Mittel
593	184	310	6
407	130	319	+ 9
197	59	300	— 10
		310	
560	201	360	— 2,5
1067	389	365	+ 2,5
		362,5	
880	279	317	— 6
575	189	329	+ 6
		323	

Trotz der bedeutenden in der Natur der Messungen begründeten Abweichungen vom Mittel lässt sich doch aus diesen Versuchen folgern, „dass, wie schon Becquerel fand, wenigstens bis zum Druck von 2 Atmosphären die magnetische Anziehung des Sauerstoffgases seiner Dichtigkeit proportional ist. Dieser Proportionalität entsprechend zeigt sich auch dann noch eine bemerkbare Anziehung, wenn die Verdünnung einem Drucke von einem halben Centimeter entspricht.“ Unter den hier gewählten Umständen betrug die Grösse der magnetischen Anziehung etwa $\frac{1}{3}$ der Wirkung der Schwerkraft. Bei anderer Stärke des Magneten, bei anderer Form und Grösse des das Gas umschliessenden Gefässes würde sich offenbar ein anderes Verhältniss ergeben haben.

b. Stickstoff, gewonnen aus Chlor und Ammoniak, und durch Chlorcalcium getrocknet, wurde bei der Dichtigkeit von etwa 1 Atmosphäre geprüft. In nächster Nähe an den Ankern war weder Anziehung noch Abstossung bemerkbar.

c. Wasserstoff, aus Zink und Schwefelsäure dargestellt und durch Chlorcalcium getrocknet, befand sich bei verschiedenen Versuchen unter Drucken von 1456^{mm}, 760^{mm} und 5^{mm} Quecksilber in der Kugel. In unmittelbarer Nähe von den Ankern war keine Wirkung bemerkbar, in einiger Entfernung zeigte sich aber eine stärkere Abstossung der gefüllten, als der leeren Kugel. Somit ist Wasserstoff diamagnetisch.

d. Chlor, aus Salzsäure und Braunstein entwickelt, gab, unter dem Luftdruck in die Kugel gefüllt, keine magnetische Wirkung.

VI. Demnächst folge die Zusammenstellung des Verhaltens der mechanischen Gemenge dieser letzteren Gase mit Sauerstoff in verschiedenen Verhältnissen.

e. Die atmosphärische Luft veranlasste 5 Versuchsreihen für verschiedene Drucke, deren Detail übergangen werden mag, aus denen aber hervorgeht, dass sie sich magnetisch verhält, und zwar wird sie in dem Verhältnisse, als ihre Dichtigkeit (zwischen den vom Apparat gezogenen Grenzen) zunimmt, vom Magneten stärker angezogen. Aus diesem magnetischen Verhalten der Luft erklärt es sich, warum in derselben alle Gase und Dämpfe, mit Ausnahme des Sauerstoffs etc., abgestossen werden, und aus dem Verhältniss der magnetischen Anziehung zur Dichtigkeit leuchtet ein, warum erwärmte Luft in kälterer vom Magneten abgestossen wird. Ingleichen zeigte sich, dass der Magnetismus der Luft annäherungsweise der in derselben enthaltenen Menge von Sauerstoff zuzuschreiben ist. Dennoch ist die Luft um $\frac{1}{13}$ bis $\frac{1}{10}$ stärker magnetisch, als sie in Folge des Sauerstoffgehaltes sein würde. Hierüber sogleich mehr!

f. Wasserstoff und Sauerstoff wurden in zwei Versuchen geprüft, bei denen das absolute Gewicht des Gemenges 414 und 230 Einheiten betrug, letzteres bei dem Druck der umgebenden Luft. Das Gemenge hatte das Gewichtsverhältniss von 9,14 Wasserstoff zu 70,19 Sauerstoff. Die gemessenen magnetischen Anziehungen von 110 resp. 62 Einheiten veranlassten zu den Folgerungen, dass auch hier die magnetische Anziehung der Dichtigkeit des Gemenges proportional ist und dass das Gemenge sich in magnetischer Hinsicht so verhält, als wenn das Sauerstoffgas allein und zwar seiner Masse nach angezogen würde. Directe Vergleiche mit dem Magnetismus des reinen Sauerstoffs bei derselben Stromstärke sind aber nicht vorgenommen worden.

g. Chlor und Sauerstoff, im Verhältniss von 656 und 430 Gewichtstheilen gemengt und bei dem Atmosphärendruck in die Kugel gebracht, hatten ein Gewicht von 880 Einheiten. Die magnetische Anziehung zeigte sich längere Zeit bei jedem Beginn verschiedener Wägungen constant, und betrug 120 Einheiten. Nach etwa 5 Minuten nahm jedoch die Anziehung rasch zu bis über 160 Einheiten. Directe Vergleichungen mit reinem Sauerstoffgas führten zu der Folgerung, „dass die anfängliche constante Anziehung sich als diejenige herausstellte, welche bei der früher nachgewiesenen Indifferenz des Chlors dem Gehalt des Gemenges an Sauerstoff entspreche.“ Es wiederholt sich also auch hier die schon bei Stickstoff und Sauerstoff beobachtete stärkere Anziehung; sie wurde ferner noch beobachtet bei einem Gemenge aus

g. Kohlenoxydgas und Sauerstoff. Beide wurden nämlich bei dem statthabenden Atmosphärendruck im Verhältniss 2 : 1 gemengt, und zeigten eine Anziehung, die bei der magnetischen Indifferenz des Kohlenoxydgases auf eine Gewichtsmenge des Sauerstoffes allein = 1000 berechnet, 356 betragen würde, während 1000 Theile reinen Sauerstoffs eine Anziehung = 349 unter sonst denselben Umständen wirklich erfuhren.

Die bei den verschiedenen Gemengen indifferenter Gase mit Sauerstoff beobachtete grössere Anziehung, als sie der Sauerstoff bei gleicher Verdünnung allein zeigen würde, erklärt Plücker durch die Annahme einer Entmischung beider Gemengtheile, indem sich in Folge des magnetischen Einflusses der Sauerstoff nahe an den Polen stärker anhäufe.

Dieser Gedanke wurde schon, wie oben erwähnt, durch die älteren Beobachtungen nahe gelegt. Versuche von Laborde [15] führten zu keinem Ziele. Durch das Barometer ist ein solches Verhalten nicht nachzuweisen, indem voraussichtlich die Expansivkraft in gleichem Verhältniss geändert wird. Plücker hatte zu dem Ende [16] ein Gefäss von der Form der *Fig.* 322 aus Messingblech anfertigen lassen, dasselbe war mit Ausnahme einer in das Innere führenden an beiden Seiten offenen Glasröhre ringsum geschlossen und hatte vielleicht 100 Kubikcentimeter Inhalt. In der Röhre befand sich ein Alkoholtropfen als Marke für die Volumenveränderung der eingeschlossenen Luft. Wurde nun der enge Theil des Gefässes zwischen die einander zugewandten Polspitzen gebracht, so war bei jedem Schliessen des magnetisirenden Stromes eine Bewegung des Tropfens nach aussen beobachtet worden. Mit einem kleinen Glasgefäss hatte Aehnliches nicht beobachtet werden können. Faraday [10] wiederholte diese Versuche mit Apparaten, die nach ähnlichen Grundsätzen höchst sorgfältig construirt waren, und mit denen er eine Aenderung des zwischen den Magnetpolen befindlichen Luftvolumens bis auf $^1/_{100000}$ hätte beobachten können. Doch erzielte er keinen Erfolg. Nicht besser war der Erfolg, als Faraday einen Lichtstrahl über einen starken Magnetpol hinwegleitete,

Fig. 322.

und mit allerhand Hülfsmitteln prüfte, ob die Luftschicht in der Nachbarschaft der Pole eine Aenderung in der brechenden Kraft erlitte.

Hierauf erklärte PLÜCKER [14] das Ergebniss seines Versuches selbst für zweifelhaft, und herrührend von einer unmittelbaren Wirkung der Magnetpole auf den nahen Alkoholtropfen; er zeigte sogar, dass die von FARADAY angegebene Genauigkeitsgrenze von $^1/_{100000}$ noch 8 mal zu gross sei gegenüber den zu erwartenden Ergebnissen. Angenommen nämlich, es werde ein über den Magnetpolen befindliches Kubikcentimeter Sauerstoff mit einer Kraft angezogen, die seinem Gewicht gleichkommt, so wird die Volumenänderung desselben nach dem MARIOTTE'schen Gesetz nur $\frac{1}{820 \cdot 800}$ betragen, da es sich unter dem Barometerdruck befindet, der dem Gewichte einer Quecksilbersäule von 76^{cm} gleichkommt, und da das Quecksilber 10·800 mal schwerer ist als Sauerstoff. Aber auch dieser Betrag ist noch zu hoch gegriffen, indem er nur die Annäherung misst, welche die als gesondert polarisirt anzunehmenden Gastheilchen nach der Richtung der abnehmenden Kraft der Magnetpole erleiden, denn nur nach dieser Richtung sind die befreundeten Pole der Gastheilchen einander zugewandt und ziehen sich an. Nach den darauf senkrechten Richtungen stossen sich aber die benachbarten Gastheilchen gegenseitig ab, indem für diese die feindlichen Pole einander näher liegen, als die freundlichen, wie solches die *Fig.* 325 veranschaulicht.



Fig. 325

Anders verhalten sich nach PLÜCKER's Erklärung Gemenge von magnetischen und diamagnetischen Gasen. Das denselben innewohnende Diffusionsbestreben kann dann nämlich zum Theil überwunden werden, und die Gase können sich trennen, ohne dass die Expansivkraft eine andere zu werden braucht. Directe eudiometrische Versuche haben jedoch zu keinem Resultate geführt, was vielleicht daher rühren kann, dass nur eine äusserst geringe Ansammlung des Sauerstoffs in nächster Nähe der Pole nöthig ist, um die gefundenen Anziehungsüberschüsse zu erklären.

Hierher gehört noch die folgende Beobachtung. Enthielt die Kugel nur ein Minimum von Sauerstoffgas, so wurde sie in unmittelbarer Nähe von den Ankern einmal schwach angezogen, ein ander Mal verhielt sie sich indifferent. In einiger Entfernung von den Polen wurde sie aber mit der Kraft von einigen Zehntelmillimetern abgestossen. PLÜCKER erklärt dies dadurch, dass der Anziehungsmittelpunkt der mit sehr verdünntem Sauerstoff gefüllten Kugel und der von derselben verdrängten atmosphärischen Luft in Folge jener Entmischung in verschiedener Entfernung von den Ankern zu liegen kommt, je nachdem der Abstand der Kugel von den Ankern ein anderer wird.

VII. Wie bei zusammengesetzten festen und flüssigen Körpern das magnetische Verhalten nicht aus dem der Bestandtheile hergeleitet werden kann, so findet ein Gleiches auch für die zusammengesetzten Gase statt. Namentlich verliert der Sauerstoff in den meisten Verbindungen seine magnetischen Eigenschaften gänzlich.

h. Cyangas fand FARADAY nach Obigem Nr. III ziemlich stark diamagnetisch. PLÜCKER konnte keine Wirkung nachweisen.

i. Schwefelätherdampf, vom Maximum der Expansivkraft in die Prüfungskugel gefüllt, gab ebenfalls keine Wirkung.

k. Wasserdampf hatten BANCALARI und ZANTEDESCHI [17] (vergl. §. 42. Nr. I. S. 555 Anm.) diamagnetisch gefunden.

l. Kohlenoxydgas, aus oxalsaurem Kali und Schwefelsäure entwickelt und

von der gleichzeitig mit entwickelten Kohlensäure gereinigt, hatte Plücker noch bei $1^3/_4$ Atmosphärendruck ohne Wirkung gefunden. Ebenso verhielt sich

m. Kohlensäure.

Von ganz besonderem Interesse sind die Oxydationsstufen des Stickstoffs, einerseits um deswillen, weil diejenigen Verbindungen, welche ein geringeres Volumen haben, als die Summe der Volumina ihrer Elemente beträgt, diamagnetisch sind, das Stickoxydgas aber sich magnetisch verhält und gleichzeitig bei seiner Verbindung keine Volumenänderung erleidet. Anderseits macht das diamagnetische Verhalten der sogenannten salpetrigen Säure ebenso gut wie ihr chemisches die Existenz der Verbindung zweifelhaft, und endlich erweisen sich die durch Kälte oder an sich tropfbaren, also in ihrem Volumen sehr verminderten Verbindungen diamagnetisch.

n. Das Stickoxydulgas, aus salpetersaurem Ammoniak dargestellt, zeigte keine Wirkung, weder wenn sich beim Atmosphärendruck 826, noch wenn sich unter höherem Drucke 1436 Gewichtseinheiten in der Kugel befanden. Das Stickoxydul NO besteht aus

$$\left.\begin{array}{l}2 \text{ Maass } N \\ 1 \quad ,, \quad O\end{array}\right\} \text{ verdichtet zu 1 Maass } NO.$$

Im coercirten Zustande ist Stickoxyul nicht untersucht worden.

o. Stickoxydgas wurde aus Salpetersäure und Quecksilber gewonnen und mit Schwefelsäure und Chlorcalcium getrocknet. Es zeigte sich stark magnetisch, und zwar zu einem gleichen Volumen Sauerstoff wie 0,456 : 1 als Mittel aus 4 Versuchen, und zu einem gleichen Gewicht Sauerstoff wie 0,776 : 1. Dieses Verhältniss ist nur wenig geringer, als wenn die beiden Elemente des Stickoxydes nur gemengt und nicht chemisch verbunden wären. Das Stickoxyd NO_2 besteht aus

$$\left.\begin{array}{l}2 \text{ Maass } N \\ 2 \text{ Maass } O\end{array}\right\} \text{ und giebt 4 Maass } NO_2,$$

zeigt also keine Verdichtung, wie die vorige und die folgende Verbindung.

p. Untersalpetersäure erhält man, wenn man zu 2 Maasstheilen Stickoxyd noch 1 Maass Sauerstoff hinzufügt oder besser zu 4 Maasstheilen Stickoxyd 2 Maass Sauerstoff. Ist zu wenig Sauerstoff hinzugefügt, so bleibt Stickoxydgas mit der Untersalpetersäure gemengt, bei einem Ueberschuss von Sauerstoff bleibt dieser unverbunden. Plücker verfuhr nun bei der Untersuchung so, dass er entweder in dem Gasreservoir R (*Fig. 321*) oder unmittelbar in der Kugel die Mischung vornahm, indem er dieselben in einigen Versuchsreihen erst mit Stickoxyd füllte und dann Stickstoff in immer grössern Mengen hinzutreten liess, oder indem er diese Apparatentheile erst mit Sauerstoff füllte und dann mehr und mehr Stickoxyd damit mischte. Jedesmal wurde das Gewicht des hinzugetretenen Bestandtheils und die Anziehung des Gemenges gegen den Magneten ermittelt. Die nachdem vorgenommene Berechnung basirte auf dem nach dem Früheren bekannten Verhalten des Sauerstoffs und des Stickoxyds gegen den Magneten und auf der (nach Vorversuchen schon gerechtfertigten) Annahme, dass sich Untersalpetersäure gegen den Magneten indifferent verhalte. Da nun diese Berechnungen mit den Beobachtungen genügend übereinstimmten, war jene Annahme bewiesen, nämlich dass die Untersalpetersäure nicht mehr merklich magnetisch ist. Untersalpetersäure besteht aus

$$\left.\begin{array}{l}2 \text{ Maass } N \\ 4 \quad ,, \quad O\end{array}\right\} \text{ verdichtet zu 2 Maass } NO_4 \text{ Dampf.}$$

Bei Temperaturen unter 22° C. verdichtet sich die Untersalpetersäure zu einer tropfbaren Flüssigkeit, die ein mehr als 500 mal geringeres Volumen einnimmt,

als die gasförmige Säure. Im tropfbaren Zustande verhielt sie sich entschieden diamagnetisch.

Die Lösung der Salpetersäure in Wasser verhält sich, wie schon oben angeführt wurde, diamagnetisch. Salpetersäureanhydrit ist nicht untersucht worden.

q. Endlich müssen wir noch einen Blick auf die sogenannte salpetrige Säure werfen. Diese Verbindung wurde von BERZELIUS angenommen als eine selbstständige Zwischenstufe zwischen dem Stickoxyd NO_2 und der Untersalpetersäure NO_4 und als nach der Formel NO_3 zusammengesetzt betrachtet. Man hielt das für salpetrige Säure, was sich bildet, wenn 4 Maasstheile Stickoxyd und 1 Maass Sauerstoff zusammengebracht werden, die sich dann auf 3 Maasstheile verdichten. Jetzt wird die Existenz dieser Verbindung in Abrede gestellt, und das, was man früher für salpetrige Säure hielt, als ein Gemenge aus Untersalpetersäure und überschüssigem Stickoxyd angesehen. Die blaue tropfbare Flüssigkeit, welche man durch Erkalten jener Verbindung erhält, würde demgemäss eine Lösung von Stickoxydgas in Untersalpetersäure sein. Nach der älteren Ansicht wäre also

$$\left.\begin{array}{l}2 \text{ Maass } N\\ 3 \quad ,, \quad O\end{array}\right\} \text{ verdichtet zu 3 Maass } NO_3,$$

nach der neuern dagegen

$$\left.\begin{array}{l}4 \text{ Maass } N\\ 6 \text{ Maass } O\end{array}\right\} = \left\{\begin{array}{l}\left.\begin{array}{l}2 \text{ Maass } N\\ 4 \text{ Maass } O\end{array}\right\} \text{ verdichtet zu 2 Maass } NO_4\\ \quad\text{und}\\ \left.\begin{array}{l}2 \text{ Maass } N\\ 2 \text{ Maass } O\end{array}\right\} \text{ giebt 4 Maass } NO\end{array}\right.$$

oder 6 Maass des Gemenges.

Diesen Ansichten widerspricht nun die magnetische Analyse der salpetrigen Säure keineswegs. Mochte dieselbe nämlich unmittelbar durch Vereinigung der nöthigen Volumina Stickoxyd und Sauerstoff oder mochte sie (im Gemenge mit freiem Sauerstoff oder Untersalpetersäure) in der Weise dargestellt worden sein, wie es für die Untersalpetersäure beschrieben wurde, so ergaben sich aus den Beobachtungen und Rechnungen Zahlen, welche eine starke magnetische Anziehung der salpetrigen Säure darthaten. Diese Zahlen liessen sich aber sehr gut damit vereinigen, dass sich die magnetische Anziehung des Stickoxydes zu der der salpetrigen Säure verhalte wie

$$3 : 2.$$

Betrachtet man nun die Untersalpetersäure als magnetisch indifferent, so verhält sich der specifische Magnetismus der salpetrigen Säure gerade so, als wenn dieselbe ein blosses Gemenge von Stickoxydgas und Untersalpetersäure wäre.

Mag man nun aber die Natur der salpetrigen Säure nach der einen oder nach der andern Hinsicht betrachten, jedenfalls ist es wichtig, dass dieselbe in tropfbarer Gestalt sehr sorgfältig als eine indigoblaue Flüssigkeit dargestellt, sich wider Erwarten diamagnetisch verhielt. Um deswillen ist diese Thatsache wichtig, weil sie eine Antwort giebt „auf die in die innerste Natur des Magnetismus eingreifende Frage, ob die magnetische Anziehung eine Molekularwirkung sei, unabhängig von dem Aggregatzustande." Und diese Frage ist sonach dahin zu beantworten, dass schon ein anderer Aggregatzustand Magnetismus in Diamagnetismus überführen kann und umgekehrt.

VIII. Ein sonderbares Verhalten des Sauerstoffs im Magnetfelde beobachtete PLÜCKER [18], und das lässt sich nur dadurch erklären, dass der Sauerstoff ähnlich dem Stahl und andern ferromagnetischen Körpern in gewissem Grade eine Coercitivkraft

besitzt. Wurde nämlich die Glaskugel *A* (*Fig. 321*) mit Sauerstoff oder einem Gemenge von Sauerstoff und einem andern Gase gefüllt und über dem thätigen Elektromagneten an der Glaswage aufgehangen, so zeigte sich die bekannte Anziehung. War die Kugel aber über dem unthätigen Magneten äquilibrirt gewesen, und auf dem andern Arm des Wagebalkens noch ein kleines Uebergewicht von 2 ^{mgr} angehangen worden, so entfernte sich in Folge dessen bei Unterbrechung des magnetisirenden Stromes die Kugel von den Polen. Wurde nun während der Entfernung der Strom in der umgekehrten Richtung rasch wiederhergestellt, so fuhr Anfangs die Kugel noch fort, sich von den Polen zu entfernen, und kehrte erst später wieder zu denselben zurück. Hieraus geht aber hervor, dass nicht allein die Theilchen des Sauerstoffs unter Einfluss des Magneten eine polare Erregung erfahren, sondern dass sie auch eine, wenngleich kurze Zeit gebrauchen, um diese Polarität zu wechseln, d. h. dass ihnen eine Coercitivkraft zugeschrieben werden muss.

IX. Das magnetische Verhalten des Sauerstoffs führte FARADAY [19] zu einer Erklärung der durch die Abweichungs- und Neigungsnadeln angezeigten Variationen des Erdmagnetismus. Es kann hier nicht der Ort sein, in das Detail der Untersuchungen einzugehen, da ein besonderer Band dieser Encyklopädie der Physik dem Erdmagnetismus gewidmet ist, vielmehr mögen nur im Allgemeinen die gepflogenen Nachweise mitgetheilt werden, soweit sie für die vorliegende Disciplin von Interesse sind. Die Untersuchungen knüpfte FARADAY an eine Anschauungsweise von der Beschaffenheit der magnetischen Wirkungen an, welche erst im letzten Abschnitte behandelt werden kann; sie lassen sich aber auch ohne dieselbe etwa in Folgendem zusammenfassen, dem zunächst einige Annahmen und bewiesene Thatsachen als Ausgangspunkte vorstehen mögen:

1. Die Erde ist als Ganzes ein Magnet, und soviel wir bis jetzt wissen, ein Magnet von ursprünglicher Kraft.

2. Die allgemeine magnetische Vertheilung auf der Erde ist ungefähr so wie auf einer Kugel, die im Innern einen kurzen Magneten in gehöriger Stellung gegen die Axe besitzt.

3. Die Erde ist umgeben von einer Atmosphäre, bestehend aus 4 Volumen Stickstoff und 1 Volumen Sauerstoff. Ersterer ist als magnetisch indifferent zu betrachten, letzterer ist stark paramagnetisch und beide zusammengemengt wirken fast ganz wie ein einfaches paramagnetisches Mittel.

4. Durch barometrische und thermometrische Lockerung wird die paramagnetische Kraft gleicher Luftvolumina schwächer, und zwar ist sie, soweit die bisherigen Beobachtungen reichen, der im Volumen enthaltenen Sauerstoffmenge proportional.

5. Das ARCHIMEDische Princip gilt auch für die Magnetkraft, sodass z. B. eine von einem paramagnetischen Mittel umgebene Magnetnadel mit um so schwächerer Kraft gegen einen äusseren Magnetpol reagirt, je stärker die paramagnetischen Eigenschaften dieses Mittels sind.

Demnach würde also die Erde zu betrachten sein als ein ringsum sehr unvollkommen beankerter Magnet. Als Bild davon liesse sich etwa ein Magnetstab gebrauchen, um welchen viele halbkreisförmige sehr dünne Eisendrähte, gleichsam ein Kugelgerippe bildend, so gelegt wären, dass sie mit ihren beiden Enden die entgegengesetzten Magnetpole berühren. Zwischen diesem Ankersystem wären dann die magnetometrischen Vorrichtungen zu denken.

Was nun zunächst die täglichen Variationen der Magnetometer betrifft, so werden dieselben hergeleitet von den Temperaturveränderungen, welche die Sonne bei ihrem täglichen Laufe um die Erde über den verschiedenen Meridianen in der

Atmosphäre hervorbringt. In unserem Schema würde eine Temperaturerhöhung über einem Meridian dadurch dargestellt werden, dass der demselben entsprechende Eisendraht durch einen andern von geringerer Dicke ersetzt wird, indem die paramagnetische Wirkung der Luft abnimmt mit der Auflockerung durch die Wärme. Umgekehrt würde eine Temperaturerniedrigung durch Substitution eines dickeren Eisendrahtes darzustellen sein. Wenn nun für irgend einen Ort die Sonne aufgeht, so liegen für ihn die höher temperirten Orte nach Osten. Da aber die dem entsprechende wärmere Luftmasse einer unvollkommneren Beankerung gleichkommt, so ist das so gut, als ob eine stärkere Magnetkraft im Osten, als im Westen, sich befände, oder als ob die Magnetpole der Erde etwas nach Osten verrückt würden. Auf eine frei aufgehangene Magnetnadel wirkt nun vorzugsweise der nähere Erdpol, also wird auf der Nordhälfte der Erde der Nordpol, auf der Südhälfte der Südpol der Nadel nach Osten ausweichen. — In dem Maasse, als die Sonne sich dem Meridian des Ortes annähert, sich also seine Lufttemperatur erhöht, rücken die Orte geringster Beeinträchtigung der ursprünglichen Magnetkraft näher und demgemäss kehrt auch die Declinationsnadel nach ihrer mittleren Richtung zurück und wird dieselbe erreichen, sobald die Temperatur des Ortes die höchste ist. Was die Inclinationsnadel betrifft, so bekommt dieselbe zu dieser Zeit die stärkste Neigung auf der Nordhälfte der Erde nach Norden, auf der Südhälfte nach Süden, indem der Mittelpunkt der auf sie wirkenden Anziehung offenbar näher rückt. — Mit dem Fortschreiten der Sonne nach Westen nimmt dann die Inclination wieder ab und die homologen Pole der Declinationsnadel, d. i. der Nordpol auf der Nordhälfte, der Südpol auf der Südhälfte der Erde, wenden sich ebenfalls westlich. Nach Untergang der Sonne wandern die Regionen höchster Temperaturen auf der abgewandten Seite der Erde wieder von Westen nach Osten. Dieser Vorgang geschieht aber in grösserer Entfernung von dem in Rede stehenden Orte, als die während seines Tages stattfindenden Veränderungen, und deswegen gehen die Declinationsnadeln und die Inclinationsnadeln langsamer wieder zu ihrem Ausgangspunkte zurück, als sie während des Tages von demselben abgewichen waren. Die Inclinationsnadel hat bei dem grössten Abstand der wärmsten Region, nach Mitternacht, ein Minimum, und die Declinationsnadel wandert zu dieser Zeit durch ihre mittlere Lage.

Nach dem Gesagten wird also eine Nadel, welche so aufgehangen ist, dass sie ganz ungehindert allen Richtungsänderungen der magnetischen Erdkraft folgen kann, die also Declination und Inclination zugleich anzeigt, mit dem homologen Ende während 24 Stunden kleine Ellipsen beschreiben, in denen sie dem Laufe der Sonne folgt. Mit dem antilogen, also mit dem der Sonne zugewandten Pole geht sie nach entgegengesetzter Richtung, d. i. nach Westen, wenn sich die Sonne annähert, nach Süden und oben, wenn die Sonne am höchsten steht, nach Osten, wenn sich Nachmittags die Sonne wieder neigt, und nach Süden und unten, wenn die Sonne auf der Nachtseite den Meridian durchschritten hat. Auf dem Kärtchen der *Fig.* 324 ist dieses Verhalten für einen Ort der südlichen Hemisphäre, Hobarton, bei *H*, und für einen andern der nördlichen Hemisphäre, Toronto, bei *T* bildlich dargestellt. Die bei diesen Buchstaben gezeichneten Doppelkegel sollen den im Sinne der beistehenden Pfeile vor sich gehenden täglichen Gang der freien Nadel darstellen.

Was ferner die jährlichen Variationen der Lufttemperatur betrifft, so hat dieselbe bei niedrigem Stande der Sonne ein Minimum, bei hohem ein Maximum. Das würde sich also in dem Modell dadurch wiedergeben, dass diejenigen Drahtquadranten, welche der Winterseite entsprechen, dicker, die andern, welche der Sommerseite entsprechen, dünner gemacht würden. Wird aber ein Magnet an einem Pole stärker beankert, als an dem andern, so wird der freie Magnetismus

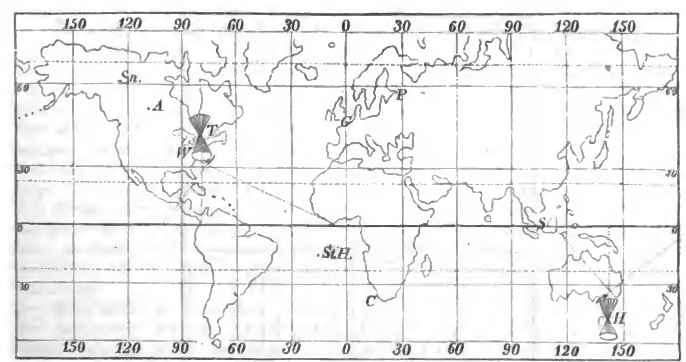


Fig. 324.

des ersteren offenbar an sich mehr geschwächt, als der des letzteren. Diejenige Menge des freien Magnetismus aber, um welche der eine Pol mehr beeinträchtigt wird als der andere, tritt an denjenigen Stellen des Ankers wieder als freier Magnetismus hervor, an denen dieser sich plötzlich oder allmälig verdünnt. Somit rückt die magnetische Indifferenzzone des Modelles nach dem schwächer beankerten Pole, und zwar ist in der Umgebung des letzteren die stärkere Intensität, während in der Umgebung des stärker beankerten Poles die schwächere Intensität auftritt. Ueberträgt man das wieder auf die von der Lufttemperatur abhängigen Variationen des Erdmagnetismus, so ist ersichtlich, dass alle magnetometrischen Instrumente schwächere Anzeigen geben bei der niedrigen Temperatur, also bei der grösseren Magnetisirungsfähigkeit der Luft im Winter, als bei der höheren Temperatur und schwächeren Magnetisirungsfähigkeit derselben im Sommer.

Faraday hat nun, um diese Uebereinstimmung der magnetischen Variationen mit denen der Lufttemperatur nachzuweisen, zunächst die Mittelwerthe aus mehrjährigen Beobachtungen Sabine's in Toronto und Hobarton [20] verglichen, und diese auf den in den *Figg.* 325 bis 327 (S. 590) auszugsweise und verkleinert wiedergegebenen Curven graphisch dargestellt. Das Observatorium von Toronto liegt 43° 39′ 35″ n. Br. und 79° 21′ 30″ w. L. v. Gr. Die absolute Declination daselbst ist 1° 21′ 3″ westlich und die mittlere absolute Inclination 75° 15′ nördlich. Das Observatorium von Hobarton dagegen liegt 42° 52,′ 5 s. Br. und 147° 27,′ 5 östl. L. v. Gr. Die absolute Declination ist daselbst 9° 60,′8 und die Inclination 70° 39′ südlich. Auf *Fig.* 325 bedeuten die Abscissen die Tagesstunden, und die Ordinaten die zu denselben in Toronto und Hobarton statthabenden Abweichungen von der mittleren Declination. Die nach oben gehenden Ordinaten entsprechen der westlichen, die nach unten gehenden der östlichen Variation des Nordendes. Ferner sind in den *Figg.* 326 und 327 die Curven der Tagestemperatur für dieselben Orte und ebenfalls für die Tagesstunden als Abscissen aufgetragen. In jeder Figur gilt die mit *VI* bezeichnete Curve für den Juni und die mit *XII* bezeichnete Curve für den December; nur die mit *I* bezeichnete Temperaturcurve für Hobarton ist die des Januar.

Aus der Vergleichung aller dieser Curven geht aber die Uebereinstimmung mit der obigen Entwicklung hervor. Die Temperaturcurven des Winters sind die

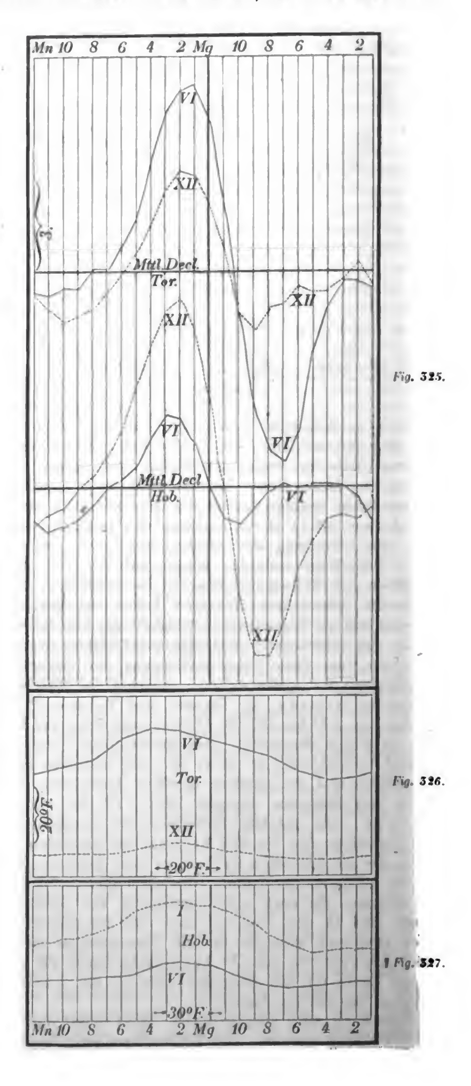


Fig. 325.

Fig. 326.

Fig. 327.

niedrigen, und ebenso zeigen auch die Variationscurven für den Winter (XII bei Toronto und VI bei Hobarton) nur etwa halb so grosse Ausweichungen als die Curven für die bezüglichen Sommermonate. Ingleichen zeigen die Variationscurven um die Mittagszeit die rascheste Aenderung, wo auch die Temperatur den raschesten Schwankungen unterworfen ist. Auf der *Fig. 324* sind die Wendepunkte der Magnetnadeln bei *T* und *H* mit denjenigen Orten des Aequators durch punktirte Linien verbunden, über denen gleichzeitig die Sonne culminirt. Hier wird es besonders auffällig, doch geht es überhaupt aus den graphischen Darstellungen hervor, dass die Nadel ihre östlichste Variation eine grössere Anzahl von Stunden vor Mittag zeigt, als ihre westlichste Variation nach Mittag eintritt. Ebenso geht sie schon vor Mittag durch die mittlere Lage hindurch. FARADAY erklärt das dadurch, dass die Nadel nicht allein die Temperaturänderungen der Luft auf der Oberfläche der Erde empfinde, sondern ebensowohl auch die in den höheren Regionen der Atmosphäre. Die letzteren würden aber früher erwärmt, als die Luftmassen an der Oberfläche.

Mag auch die Erklärung dieser Einzelheit nicht zutreffen, mögen auch, was sicher der Fall ist, noch andere Einflüsse die magnetischen Variationen beherrschen, so ist daraus noch kein Argument gegen FARADAY's Theorie überhaupt herzuleiten. Weitere Vergleichungen sind beigebracht für die übrigen auf der Karte der *Fig. 324* angedeuteten Beobachtungsstationen und zwar (Sn.) Fort Simpson, (A.) Athabaskasee, (W.) Washington, (G.) Greenwich, (St. H.) St. Helena, (C.) Cap der guten Hoffnung, (P.) Petersburg und (S.) Singapore. Die unregelmässigen Variationen oder Störungen der Nadel werden erklärt durch die unregelmässigen barometrischen oder thermometrischen Schwankungen; doch fehlen die Vergleiche correspondirender Beobachtungen.

Es ist zu bedauern, dass nur die Variationen der Declination und Inclination in den Kreis der Untersuchungen gezogen worden sind, während deren der Intensität nur hier und da beiläufig Erwähnung geschieht. Dennoch müsste gerade die letztere am meisten von denjenigen Aenderungen betroffen werden, die der magnetische Zustand der Atmosphäre in Folge ihrer Dichtigkeitsänderungen erfährt. So z. B. müsste die Intensität dann ein Maximum erhalten, wenn gegen die Mittagszeit die Temperatur des Ortes die höchste ist. Doch trifft das nicht zu.

---

[1] FARADAY. Vergl. das Citat N. 5 des vorigen Paragraphen.

[2] ZANTEDESCHI. *Pogg. Ann. 73. 286 (1848). — Aus *Gazz. Piemont.* 1847, 12 Oct. N. 242. — *Della condizione magnetica e diamagnetica proprie del regno inorganico e della condizione diamagnetica generale ai compositi dei regni organici.* Venezia il 14 Marzo 1848.

[3] ZANTEDESCHI. *Berliner Berichte für 1848. S. 375. — Aus *Quesn. rev. sc.* 32. 505. — *l'Institut.* N. 744 (1848).

[4] FARADAY. *Pogg. Ann. 73. 256 (1848). — *Philos. Mag.* [3.] 30. 401. — Brief an RICHARD TAYLOR in *l'Institut.* N. 732 et 733.

[5] PLÜCKER. *Pogg. Ann. 73. 549 (1848).

[6] E. BECQUEREL in zwei Abhandlungen, welche am 21. Mai 1849 und am 4. August 1850 vor der französischen Akademie zum Vortrag kamen und auszugsweise enthalten sind in **Comptes rend.* T. 28. p. 623 (1849) et T. 31. p. 198 (1850). — Vollständig in **Ann. de chim. et de phys.* T. 28. p. 283 (1850) namentlich §. 2 et 3. und T. 32. p. 68 (1851) namentlich §. 3. — Auch *Liebig's Annalen. Bd. 72. S. 197 (1849), Bd. 76. S. 199 (1850) und Bd. 80. S. 177 (1851). — *Arch. des sc. phys. et nat.* V. 16. p. 53 et V. 17. p. 272.

[7] FARADAY. 2854 ff. und zwar 26. Reihe von Experimentaluntersuchungen über Elektricität. U. A. in *Philos. Transact. for 1851.* — *Pogg. Ann. Ergänzungsband 3. S. 108 (1853).

[8] MELLONI. **Rendiconti di Napoli.* 5. 172 (1849).

[9] PLÜCKER. *Pogg. Ann. 77. 578 (1849).

[10] FARADAY. Fünfundzwanzigste Reihe von Experimentaluntersuchungen über Elektricität. §. 31. — *Philos. Transact. for 1852.* p. 7. — *Pogg. Ann. Ergänzungsband 3. S. 73. —

Auszugsweise in *Philos. Mag.* [4.] 1. 69 (1851). — *Pogg. Ann. 82. 327 (1851). — Sowie an vielen andern Orten.

[11] FARADAY. *Philos. Mag.* [4.] 5. 218. — *Cosmos par* MOIGNO. 2. 339. — *Pogg. Ann. 88. 557 (1853). — *Arch. des sc. phys. et nat.* 23. 105. — *Athenaeum 1853.* p. 230. —

[12] E. BECQUEREL. Vergl. Citat N. 6; hier namentlich §. 4. in *Ann. de ch. et ph.* Vol. 28 und §. 2 in Vol. 32.

[13] PLÜCKER. *Pogg. Ann. 83. 108 (1851).

[14] PLÜCKER. *Pogg. Ann. Bd. 83. S. 87 (1851).

[15] LABORDE. *Berliner Berichte für 1853. S. 600. — Aus *Cosmos par* MOIGNO. 3. 541.

[16] PLÜCKER. *Pogg. Ann. 73. 567 (1848). — *Dessen Enumeratio novorum phaenomenorum a se in doctrina de magnetismo inventorum (Bonnae 1849). p. 6.

[17] BANCALARI. *l'Institut.* N. 731.

[18] PLÜCKER. Pogg. Ann. 83. 299 (1851).

[19] FARADAY. *Exper. researches in Electr.* 26th and 27th series. *Philos. Transact. for 1851.* — *Pogg. Ann. Ergänzungsband 3. SS. 130, 187 und 481 (1853).

[20] SABINE. *Magnetical and Meteorological Observations.* Toronto 1840. 41. 42. Hobarton 1850.

§. 44. Diamagnetische Polarität an sich und im Verhältniss zur paramagnetischen.

Bringt man einen stark paramagnetischen Körper, z. B. weiches Eisen, in die Wirkungssphäre eines Magnetpoles, so trennen sich bekanntlich die in demselben zu Null vereinigten magnetischen Kräfte derart, dass diejenige, welche der im Magnetpol thätigen entgegengesetzt ist, dem Pole sich zuwendet, die gleichnamige aber von ihm zurückweicht. Das Eisenstück zeigt dann an zwei Enden gleiche und entgegengesetzte Eigenschaften und an einer zwischen diesen befindlichen Fläche Indifferentismus, wie man das durch eine angenäherte Magnetnadel prüfen kann. Der Zustand, in welchen so das weiche Eisen versetzt ist, wird mit P o l a r i t ä t bezeichnet. Ob aber nun diamagnetische Körper in der Wirkungssphäre eine ähnliche Polarität zeigen wie die paramagnetischen, oder ob die diamagnetische Wirkungsweise nur herrührt von einer einfachen Abstossung, welche die Magnetkraft auf die Materie ausübt, analog, aber umgekehrt der allgemeinen Anziehungskraft, mit der ein Massentheilchen auf das andere wirkt: ist eine Frage, welche auf experimentellem Wege zu beantworten, den Scharfsinn der Forscher vielfach in Anspruch nahm. Die Entscheidung fiel für die erste Alternative bejahend aus. Während aber die Seiten paramagnetischer Körper, welche dem erregenden Magnetpol zugewandt sind, die entgegengesetzten Eigenschaften desselben haben, findet sich bei den diamagnetischen Körpern das umgekehrte; sie zeigen nämlich auf den entsprechenden Seiten g l e i c h e Eigenschaften mit denen des zunächst befindlichen erregenden Magnetpoles.

Dass nun überhaupt entgegengesetzte Magnetismen auch bei der diamagnetischen Wirkungsweise entgegengesetzte Zustände hervorrufen, zeigt sich dadurch, dass wenn man einem äusserst empfindlich an einer Drehwage aufgehangenen diamagnetischen Körper einen starken Nordpol entgegenhält, und in Folge dessen eine Abstossung beobachtet, man den Körper sofort in seine frühere Lage wird zurückkehren sehen, wenn man ausser dem Nordpol noch einen ebenso starken Südpol von derselben Seite und aus demselben Abstand entgegenstellt. Am einfachsten kommt man durch folgenden Versuch zu demselben Ergebniss. Bekanntlich rührt die Indifferenzstelle eines Magneten daher, dass an diesem Orte

die beiden entgegengesetzten Magnetismen in gleicher, aber in grösster Menge zur Vertheilung gekommen sind. Würde nun einfach die Magnetkraft ohne Rücksicht auf ihre polare Beschaffenheit die in Rede stehende Abstossung bewirken, so würde der diamagnetische Körper an dieser Indifferenzstelle stärker abgestossen werden, als von den Polen. Der Versuch zeigt jedoch, dass dort gar keine Abstossung stattfindet.

Um aber die entgegengesetzten Eigenschaften von den analogen Stellen paramagnetischer und diamagnetischer Körper, die sich unter gleichen Bedingungen im Magnetfeld befinden, nachzuweisen, diene folgender Versuch: Hängt man z. B. eine Wismuthnadel im Magnetfeld auf und nähert ihr von der Seite des Nordpols des erregenden Magneten einen kleinen Stabmagneten, oder ein Eisenstückchen an, das von selbst durch die Umgebungen magnetisch wird, so beobachtet man eine Abstossung durch den Nordpol, eine Anziehung durch den Südpol des kleinen Magneten. Das Umgekehrte findet auf der Seite des erregenden Südpoles statt, und man schliesst daraus, dass die Wismuthnadel oder jeder andere diamagnetische Körper auf der dem erregenden Nordpol zugewandten Seite nordmagnetische, auf der dem erregenden Südpol zugewandten südmagnetische Eigenschaften zeigt, umgekehrt wie ein paramagnetischer Körper. Daher rührt die Abstossung, die ein diamagnetischer, die Anziehung, die ein paramagnetischer Körper von einem entgegengehaltenen Magnetpol erfährt.

Dasselbe geht aus folgendem Versuche hervor: Statt des Prüfungsmagneten im vorigen Versuch umgiebt man den Körper mit einer galvanischen Spirale, deren Axe senkrecht zur Verbindungslinie der erregenden Magnetpole steht. Hat sich der Körper durch letztere eingestellt, so wird er durch Schliessen der Spirale je nach der in ihr stattfindenden Stromesrichtung abgelenkt. Stets aber ist der Sinn der Ablenkung der aus dem vorigen allgemeinen Satz herleitbare. Legt man ferner östlich und westlich von einer an einem Coconfaden freischwebenden und durch einen Zeiger verlängerten Magnetnadel Magnete, von denen der eine am besten ein starker Hufeisenmagnet ist, und bringt alle vier Pole in die Ostwestlinie, so kann man es durch Verschieben der Magnete leicht dahin bringen, dass die Nadel wieder genau in dem Meridian einspielt. Beankert man nun den Hufeisenmagneten mit Wismuth, so weicht die Nadel so aus, als ob der Magnet stärker geworden wäre. Beankert man ihn mit Eisen oder einem andern magnetischen Körper, so ist die Richtung, nach der die Nadel ausweicht, dieselbe, als wenn das Hufeisen schwächer geworden wäre. — Hält man endlich einen Stab von weichem Eisen in äquatorialer Richtung unter den schwingenden diamagnetischen Körper, so dass er weder den letzteren noch die Magnetpole berührt, so wird man eine starke Beschleunigung der Schwingungen beobachten. Der Eisenstab wird durch Vertheilung transversalmagnetisch, erhält aber eine solche Polarität, dass er den gleichzeitig vom grossen Magneten erregten diamagnetischen Körper mit beiden Seiten anzieht, und so die Kräfte vermehrt, in Folge deren sich letzterer äquatorial richtet.

Doch nicht genug, dass sich die gewöhnlichen Gesetze der Polarität an diamagnetischen Körpern nachweisen liessen, sondern es hat auch der von

früher bekannte Umstand, dass sogar das Eisen bei zunehmender magnetischer Erregung einem Sättigungszustand entgegengeht, über welchen hinaus es nicht mehr zur weitern Aufnahme von Magnetismus fähig ist, zu ganz besonders auffälligen Erscheinungen geführt. Zunächst ist zu erwähnen, dass Anzeigen vorliegen für einen ähnlichen Sättigungszustand bei diamagnetischen Körpern. Doch bedarf es für letztere weit grösserer erregender Kräfte, um daraus hervorgehende Anomalien wahrzunehmen, als für die paramagnetischen Körper. Wenn nun kleine paramagnetische Theilchen zwischen diamagnetischen Umgebungen eingesprengt sind, und wenn man ein solches Gemenge der Erregung durch einen sehr kräftigen Magneten aussetzt, so werden erstere früher in den Sättigungszustand versetzt, als letztere. Ist überdem noch das Verhältniss so getroffen, dass dann die diamagnetische Abstossung gerade noch überwiegt über die paramagnetische Anziehung, so ist der Erfolg offenbar der, dass das Gemenge zunächst vom Magneten zurückgestossen wird. Dann kommt es aber an einen Ort im Magnetfelde, wo die erregende Kraft schwach genug geworden ist, um eine beträchtliche Abnahme der diamagnetischen Abstossung zu zeigen, während die paramagnetische Anziehung auf die eingesprengten Theilchen noch gar keine oder eine sehr unbedeutende Abnahme erfahren hat. Das äussert sich aber durch eine stabile Gleichgewichtslage, in der sich das Gemenge in beträchtlichem Abstand von den erregenden Polen befindet, sodass es aus weiterer Entfernung angezogen, in geringerer aber nach dieser Gleichgewichtslage hin abgestossen wird. Diese Erscheinung hat sich an der Rinde verschiedener Bäume, an mehreren Sorten von Holzkohle, an Wismuth, das mit Spuren von Eisen verunreinigt war, und an vielen andern Gemengen mehr gezeigt. Noch leichter kann man den Versuch dadurch darstellen, dass man einen magnetischen Körper, z. B. Wismuth, mittelst eines Fadens an einer Wage über den Magnetpolen aufhängt und in grösserer Höhe an denselben Faden ein Eisenstäbchen bindet. Wird dieses System tarirt und der Magnet in Thätigkeit gesetzt, so kann man durch Erhöhung oder Vertiefung des Eisenstäbchens leicht das gewünschte Verhalten gewinnen. Doch ist dieser Versuch um deswillen nicht rein, weil dann das Eisen im Verhältniss zu seinem anfänglichen Abstand sich viel weniger weit von den Magnetpolen entfernt, als das Wismuth, also schon um deswillen die Kraftabnahme des ersteren eine weit geringere ist als die des letzteren.

Diese Erscheinungen waren Anfangs um so auffälliger, indem sie beobachtet wurden, ohne dass man, auf die vorangeschickten theoretischen Gesichtspunkte gestützt, nach ihnen gesucht hatte. Darum ist es nicht zu verwundern, dass sie, ehe sie befriedigende Erklärung erfuhren, vielerlei Versuche veranlassten, um das Räthsel zu lösen.

I. Ob die von dem Magneten ausgehenden Kräfte auf alle nicht paramagnetischen Körper einfach abstossend wirken, ob also die Magnetkraft alle Substanzen zurückstösst, in denen sie keine Polarität hervorzurufen vermag, oder ob auch der Diamagnetismus gleich dem Paramagnetismus eine aus polaren Gegensätzen hervorgehende Thätigkeit sei, ist eine Frage von der grössten Wichtigkeit. Faraday[1] sprach sich bei Gelegenheit seiner ersten Untersuchungen nicht entschieden darüber

aus. Als er nämlich (2303—2305) gleichzeitig zwei Wismuthstücke in das thätige Magnetfeld brachte, konnte er nicht die geringste Wirkung des einen auf das andere ermitteln. Ebensowenig konnte er eine besondere Wirkung entdecken, wenn er Wismuthpulver auf Papier über flache oder zugespitzte Magnetpole hielt und das Papier erschütterte. Die Wismuththeilchen bewegten sich blos von den Orten stärkerer nach denen schwächerer Magnetkraft, ohne eine sichtbare Wechselwirkung auszuüben (§. 42, N. II, S. 555). Dennoch meinte er [2] (2429), würden sich die diamagnetischen Erscheinungen erklären durch die Annahme, dass von den Magnetpolen in den Theilchen der diamagnetischen Körper ein entgegengesetzter Zustand hervorgerufen würde, als in denen der paramagnetischen, so zwar, dass ihre Pole den gleichnamigen des erregenden Magneten zugewandt würden.

Entschiedene Beweise für die diamagnetische Polarität wurden jedoch bald aufgefunden. Reich [3] hing an jedes Ende seiner 2m langen zur Bestimmung der mittleren Dichtigkeit der Erde dienenden hölzernen Drehwage mittelst feiner Metalldrähte Kugeln auf, die aus Zinn mit 10% Wismuth und 2% Blei bestanden. Die Drehwage befand sich in einem hölzernen Gehäuse und ihre Bewegungen konnten durch Spiegel, Skala und Fernrohr beobachtet werden. Wurden nun in horizontaler Richtung Bündel von Magnetstäben dem Gehäuse von aussen angenähert, so bewirkten dieselben, gleichviel ob die Südpole oder Nordpole entgegengehalten wurden, eine beträchtliche Abstossung. Wurden die Stäbe zur einen Hälfte mit den Nordpolen, zur andern mit den Südpolen angenähert, so war gar keine oder nur eine sehr unbedeutende, von einer magnetischen Differenzwirkung herleitbare Abstossung wahrnehmbar. Eine sorgfältige Wiederholung der Versuche durch Reich [4], sowie eine andere etwas modificirte durch Tyndall [5] bestätigte diese Ergebnisse und mit ihnen die Voraussetzung, dass entgegengesetzte Magnetkräfte auch auf diamagnetische Körper entgegengesetzte Wirkungen äussern. — In einem andern Versuch wurde an einer Seite der Drehwage eine Wismuthkugel angehangen und die Abstossung, sowie die Schwingungsdauer beobachtet, welche ein entgegengehaltener 4pfündiger Magnetstab hervorbrachte. Eine auf diese Beobachtungen basirende Rechnung machte es nicht unwahrscheinlich, dass die abstossende Wirkung vorzugsweise auf die dem Magnetstab zugewandte Oberfläche der diamagnetischen Substanz geäussert werde, und dass diese Abstossung abnahm in dem Maasse als die dritte Potenz der Entfernung vom Magnetpole zunimmt. Doch mangelt diesen Folgerungen noch weitere Bestätigung und sind sie deshalb von zweifelhafter Bedeutung.

Einen andern, die diamagnetische Polarität beweisenden Versuch stellte Weber [6] an. Er legte in die Ostwestlinie einer sehr beweglich aufgehangenen kleinen Declinationsnadel die Pole eines starken Hufeisenmagneten, und compensirte dessen Wirkung durch einen von der andern Seite soweit angenäherten Stabmagneten, bis die Nadel wieder in ihrer natürlichen Gleichgewichtslage einspielte. Wurde dann vor den Hufeisenmagneten ein Wismuthstab gleich einem Anker gelegt, so zeigte die schwebende Nadel eine Ablenkung. Bei Wiederholung des Versuchs mit verwechselten Polen des Hufeisens und des compensirenden Magneten ertheilte das Wismuthstück der Nadel die entgegengesetzte Ablenkung. Hieraus geht aber hervor, ebenso wie aus Reich's Versuch, dass ein diamagnetischer Körper durch entgegengesetzte Magnetpole eine entgegengesetzte, also eine polare Erregung erfährt. Wurde ferner statt des Wismuth ein Eisenstab vor die Magnetpole gelegt, so war die Ablenkung der Nadel von entgegengesetzter Richtung, sodass der Wismuthanker den der Nadel zugewandten Pol scheinbar verstärkte, der Eisenanker ihn schwächte.

Hierzu kommen zwei Versuche Poggendorff's [7]. Der eine besteht darin, dass ein diamagnetischer Körper (Wismuth, Antimon, Phosphor) in gewöhnlicher Weise

im Felde eines Elektromagneten aufgehangen wird, und dass man ihm, wenn er sich äquatorial eingestellt hat, einen Pol eines schwachen Stahlmagneten oder eines in der starken magnetischen Umgebung von selbst polar werdenden Eisenstäbchens annähert. Man wird beobachten, dass die dem $\left\{ \begin{matrix} \text{Nord-} \\ \text{Süd-} \end{matrix} \right\}$ Pol des Elektromagneten zugewandte Seite des diamagnetischen Körpers vom $\left\{ \begin{matrix} \text{Nord-} \\ \text{Süd-} \end{matrix} \right\}$ Pol des Stahl- oder Eisenmagneten eine zwar kleine, aber merkliche Abstossung erfährt. Diese Versuche sind von PLÜCKER [8] und von OERSTED [9] mit gleichem Erfolge wiederholt worden.

Noch augenfälliger ist der andere Versuch, bei welchem statt des Prüfungsmagneten eine galvanische Spirale benutzt wird. Bringt man dieselbe mit ihrer Axe in äquatorialer Richtung zwischen die Pole eines Elektromagneten, und hängt in ihren Hohlraum den diamagnetischen Körper frei beweglich auf, so dass er durch den thätigen Magneten parallel zur Axe der Spirale orientirt wird, so kann man ihn willkürlich aus dieser Lage ablenken, je nachdem man einen galvanischen Strom nach der einen oder der andern Richtung durch die Spirale sendet. Die Ablenkung ist aber stets eine solche, als ob die dem Nordpol des Magneten zugewandte Seite nordpolar, die seinem Südpol zugewandte südpolar sei. Beweist auch dieser Versuch, gleich den andern, die diamagnetische Polarität, so ist die nähere Ursache von der Ablenkungsrichtung noch einer andern Deutung fähig, über welche erst im letzten Abschnitt gehandelt werden kann.

Beruht aber — so schloss POGGENDORFF weiter — die diamagnetische Wirkungsweise nicht auf einer polaren Vertheilung, sondern bloss auf einer einfachen Abstossung der Materie, so müsse dieselbe an der Indifferenzstelle des Magneten, wo ja die grösste Menge des Magnetismus zur Vertheilung gekommen ist, sich stärker zeigen, als zwischen dessen Polen. Ein an der Biegung des elektromagnetischen Hufeisens aufgehangenes Wismuthstäbchen zeigt aber in keinem Falle eine Wirkung.

Endlich liefert ein von PLÜCKER [8] angegebenes „Mittel, den Diamagnetismus schwingender Körper zu verstärken", noch einen Beweis für die diamagnetische Polarität. Dieses Mittel besteht darin, einen Eisenstab in äquatorialer Richtung nahe unter dem diamagnetischen Körper so zu befestigen, dass er die Pole des Magneten nicht berührt. In einem Falle war das Magnetfeld durch zwei in einem Abstand gleich 165 mm einander zugewandte Polflächen von 40 mm Höhe und 59 mm Breite gebildet, in deren Mitte ein Eisenstab von 4,5 mm Dicke und 59 mm Länge äquatorial befestigt wurde. Ein Wismuthcylinder von 2 mm Dicke und 25 mm Länge zeigte, an einem Coconfaden bei Anwesenheit und Abwesenheit des Magneten schwingend, für den ersten Fall eine Verstärkung der Kraft von $90^2 : 36^2 = 6{,}25 : 1$. Nach dem Früheren erklärt sich diese Thatsache leicht durch den Umstand, dass sowohl der Eisenstab, als der Wismuthcylinder unter Einfluss des erregenden Magneten transversale Polarität annahmen, doch so dass beide Paare der auf derselben Seite liegenden Polflächen vom Eisen und vom Wismuth sich gegenseitig anziehen, während die des Wismuth von den Polen des erregenden Magneten abgestossen wird.

II. Demnächst mögen diejenigen Modificationen in der diamagnetischen oder paramagnetischen Wirkungsweise betrachtet werden, welche hervorgehen aus einer veränderten Beschaffenheit des Magnetfeldes. PLÜCKER [10] beobachtete nämlich, dass gewisse Körper, die wahrscheinlich alle aus diamagnetischen Substanzen bestehen und mit Spuren von magnetischen gemischt sind, sich bei nahen Polen äquatorial, bei entfernten axial einstellen. Das geschah mit einem Stück Kirschbaumrinde von 15 mm Länge und der halben Breite. Ebenso verhielten sich die Rinde eines Mandel-

baumzweiges, der äusserste braune Theil eines Schusses einer Cypresse, die weisse Haut eines Hühnereies, Apfelbaum- und Tannenholz, Meliszucker, mehrere Sorten von Kohle, namentlich Buchsbaumkohle, ingleichen eine verdünnte Lösung von Eisenvitriol in Wasser. Dieses Verhalten erklärt es, dass früher Faraday die Kohle paramagnetisch, Plücker dieselbe aber diamagnetisch gefunden hatte. Um zu untersuchen, ob wirklich ein Eisengehalt die Ursache dieses sonderbaren Verhaltens sei, wurde Stanniol, der sich als Legirung mit etwas Eisen und daher paramagnetisch erwiesen hatte, mit einem Ueberschuss von Wismuth zusammengeschmolzen. Ein daraus gebildetes Stäbchen verhielt sich wie die obengenannten Körper. In einem andern Falle [11] wurde ein Uhrglas mit Schweineschmalz, das mit 1% feinvertheiltem Eisen gemischt war, gefüllt und 127 mm über den einander zugewandten Enden der Halbanker eines grossen Elektromagneten an einer Wage äquilibrirt. Wurde der Magnet in Thätigkeit gesetzt, so zog er das Uhrglas bis auf 116 mm herab, woselbst es eine stabile Gleichgewichtslage annahm. Wurde das Glas bis gegen 91 mm herabgedrückt, so ging es, sich selbst überlassen, wieder aufwärts; wurde es aber noch weiter als 91 mm den Polenden angenähert, so bewegte es sich von selbst bis zu den Ankern mit beschleunigter Geschwindigkeit hinab. Bei 91 mm war also der Ort einer labilen Gleichgewichtslage zu suchen. Dieselben Erscheinungen zeigten sich, wenn diamagnetische Körper, wie z. B. Phosphor, Quecksilber, gleichzeitig mit ganz von ihnen gesonderten paramagnetischen Körpern, wie z. B. mit magnetischem Glase oder Messing, oder mit Eisenstückchen an einem Wagebalken über dem Elektromagneten aufgehängt wurden.

Dass aber dieser Uebergang aus Abstossung in Anziehung nicht eine Function des Abstandes zwischen den erregenden Polen und dem erregten Körper sei, sondern abhänge von der mit dem Abstande verminderten Intensität der Magnetkraft, geht daraus hervor, dass nicht allein eine Verlängerung des Magnetfeldes durch Entfernung der Polplatten die Erscheinung ebenfalls zeigt, sondern dass ebensowohl eine Erhebung des zu prüfenden Körpers über die Verbindungslinie der Pole, als auch eine Verminderung der den Elektromagneten erregenden galvanischen Elemente dieselbe darstellt.

Ferner müssen wir aus den angeführten Beispielen entnehmen, dass aus einer Mischung von paramagnetischen und diamagnetischen Theilchen kein indifferenter Körper sich darstellen lässt, indem ein solcher stets je nach der Entfernung oder der Stärke der Pole abgestossen oder angezogen wird. Ob aber ein Körper, der sich wie die obigen verhält, immer aus magnetischen und diamagnetischen Theilchen gemischt sein muss, oder ob sich ein jedes schwach diamagnetische Verhalten bei veränderter diamagnetischer Kraft in ein magnetisches umwandeln lässt, hat allerdings durch directe Versuche nicht geprüft werden können. Aus den folgenden Erwägungen geht aber hervor, dass die letztere Alternative unbegründet sein dürfte.

Die aufgezählten Versuche erklären sich nämlich durch die Hypothese, dass wenn der Elektromagnet auf ein System von paramagnetischen und diamagnetischen Theilchen wirkt, die paramagnetische Wirkung mit der Schwächung der erregenden Magnetkraft langsamer abnimmt, als die diamagnetische. Ehe wir jedoch näher auf eine Erörterung dieses Satzes eingehen, müssen die vorstehenden Versuche in zwei Klassen getheilt werden. Die zuerst angeführten unterscheiden sich von den letzteren nämlich dadurch, dass dort die Körper von der stärkeren Kraft (z. B. in Berührung mit den Polen) diamagnetisch abgestossen und erst von der schwächeren Kraft magnetisch angezogen werden, während hier in nächster Nähe der Pole eine Anziehung, in grösserem Abstand eine Abstossung und endlich in noch grösserem wieder eine Anziehung beobachtet wird. Das letztere

ist kein charakteristisches Kennzeichen für die hier zu behandelnde Klasse von Erscheinungen, indem es auch mit rein magnetischen Körpern dargestellt werden kann. Es erklärt sich dadurch, dass das zum Abreissen des Körpers von den Magnetpolen nöthige Uebergewicht die Wage in eine schiefe Stellung zu bringen strebt, und dass die rein magnetische Anziehung dem entgegenwirkt. Wenn nun die magnetische Anziehung im langsameren Verhältniss abnimmt, als die Kraft, mit der die Wage in die schiefe Stellung gezogen wird, so muss sich ausser der stabilen Gleichgewichtslage noch eine labile vorfinden, die alsdann zwischen dieser und dem Magnetpole liegt, wenn das auf die Wage gelegte Gewicht die an den Polen selbst sich äussernde Kraft nicht vollständig compensirt. Die erstere Klasse von Versuchen unterfällt aber vollständig dem an die Spitze gestellten Erklärungsgrund, und hierzu mögen noch die folgenden Messungen als Beweise angeführt werden.

Ein Uhrglas hing vermittelst eines Messingringes an einer Wage über den einander zugewandten Polen eines starken Elektromagneten. Beide verhielten sich paramagnetisch. In das Uhrglas wurde ein abgerundetes Stück Wismuth gelegt, und die Wage konnte gehoben und gesenkt werden, um bei horizontalem Balken das Uhrglas in verschiedene Entfernungen über die Polplatten zu bringen. In diesen Abständen wurde dann die Anziehung oder Abstossung der gemeinschaftlich aufgehangenen Körper durch die Grösse der Senkung oder Hebung bestimmt, welche das Uhrglas erfuhr, denn bei kleinen Aenderungen in der Lage des Wagebalkens ist das ursächliche Moment seiner Neigung proportional und ist somit ohne Einfluss auf die durch die paramagnetischen und diamagnetischen Kräfte allein hervorgerufene Gleichgewichtslage. Es zeigte sich

I. Bei Berührung der Anker durch das Uhrglas

Anzahl der erregenden Elemente	8	Abstossung	$5^{mm},0$
„ „ „ „	2	„	0,5
„ „ „ „	1	keine Wirkung.	

II. Bei einer Hebung des Uhrglases um $1^{mm},5$

Anzahl der Elemente	8	Abstossung	$3^{mm},5$
„ „ „	4	„	2,25
„ „ „	3	„	1,5
„ „ „	2	„	0,5
„ „ „	1	Anziehung	1,0

III. Bei einer Hebung des Uhrglases von $3^{mm},5$

Anzahl der Elemente	8	Abstossung	$1^{mm},0$
„ „ „	4	Anziehung	1,0
„ „ „	1	„	3,0

IV. Bei einer Hebung des Uhrglases von $5^{mm},5$

Anzahl der Elemente	8	Anziehung	$3^{mm},0$
„ „ „	1	„	3,25

V. Bei einer Hebung des Uhrglases von $8^{mm},5$

Anzahl der Elemente	8	Anziehung	$5^{mm},0$
„ „ „	1	„	5,5.

Hieraus wird aber ersichtlich, dass bei derselben absoluten Kraft des Magneten, z. B. bei einer Erregung durch 8 Elemente, und bei zunehmender Entfernung der Versuchsobjecte von den Polen, z. B. von $1^{mm},5$, die Anziehung immer mehr überwiegt, und dass das noch mehr stattfindet bei gleichzeitiger Schwächung des Magneten und Vermehrung des Abstandes, wie z. B. bei einer Erregung durch

8 Elemente in N. I und bei einer Erregung durch 1 Element in N. V, wo die Abstossung und Anziehung ungefähr gleichen Werth haben.

Dazu kommt, dass bei diesen Versuchen, sobald der den Elektromagneten erregende Strom geschlossen wurde, stets zuerst eine Anziehung und erst nach kurzer Zeit die verzeichneten Abstossungen beobachtet wurden. Dies ist abermals ein Beweis für die aufgestellte Behauptung, indem bekanntlich die Kraft des Magneten sogleich nach der Schliessung schwach ist und erst nach geraumer Zeit die dem Strom zukommende constante Intensität erhält.

Bei einem andern Versuch wurde in eine Messingschale 115 ^{gr} Wismuth gegossen und die Schale ohne oder mit dem Inhalt an der Wage über den einander zugewandten Magnetpolen tarirt. Es ergab sich für das die stets überwiegende Anziehung des Messings bestimmende Gewicht

	Bei einer Erregung des Magneten durch		
	2 Elemente	3 Elemente	10 Elemente
für das Messing allein	$0^{gr},69$	$1^{gr},13$	$2^{gr},15$
für Messing und Wismuth	0,53	0,71	0,48
sonach für das Wismuth allein	0,16	— 0,42	— 1,67

Während also mit wachsender Stärke des Magneten sowohl der Paramagnetismus des Messings als auch der Diamagnetismus des Wismuths zunehmen, so würde doch, wenn z. B. die Gewichtsschale mit $0^{gr},60$ belastet worden wäre, das Messing und das Wismuth zugleich im ersten und letzten Falle abgestossen, im zweiten aber angezogen werden.

III. Diese Ansichten Plücker's blieben nicht ohne Widerspruch; denn mit Recht muss es auffallen, dass nach denselben zwei verschiedenen Gesetzen gehorchende Kräfte von dem nämlichen Eisenkerne ausgehen sollten. Betrachten wir das aber auch nur als eine Darstellungsweise, die blos so lange festgehalten werden mag, bis das höhere gemeinschaftliche Gesetz der beiden Aeusserungen der Magnetkraft nachgewiesen ist, so wurden doch dadurch sorgfältige und dankenswerthe Untersuchungen angeregt, welche zu anderen Folgerungen führen sollten. Die einen rühren von E. Becquerel [12] her, die andern von Tyndall [13], und die Hauptergebnisse Beider wurden, obschon durch eine sehr oberflächliche Versuchsmethode, von Joule bestätigt [14].

Was die ersteren betrifft, so wurde zu denselben der schon im vorigen Paragraphen N. II beschriebene hufeisenförmige Elektromagnet benutzt, dessen Eisenkern ein Gewicht von 63 ^{kgr} besass, während der plücker'sche 84 ^{kgr} wog. Ueber demselben war eine empfindliche Drehwage errichtet, an deren Faden die zu den Messungen dienenden tauglichen Körper in das Magnetfeld herabhingen. Ihre Einstellung vor und nach Erregung des Magneten wurde durch eine an demselben angebrachte feine Marke und mit Hülfe eines Mikroskops genau beobachtet. Ueberdem war die Einrichtung so getroffen, dass die Körper in Gasen und Flüssigkeiten von verschiedener Beschaffenheit untersucht werden konnten. Die Stärke des erregenden galvanischen Stromes wurde durch eine Sinusbussole gemessen und dieser die Magnetkraft proportional erachtet. Es werden nun mehrere Reihen von Messungen mitgetheilt, und zwar mit Benutzung eines Schwefelcylinders in Luft, eines Cylinders von weissem Wachs in Luft, und zwei Reihen mit einem Wismuthcylinder in Wasser, und hieraus wird der Schluss gezogen, „dass durch die Pole eines Magneten die diamagnetischen Körper zurückgestossen werden mit

einer Kraft, welche für denselben Körper nahezu (*sensiblement*) proportional dem Quadrate der Intensität des Magneten ist."

Es muss wegen der analogen und demnächst zu behandelnden Versuche FARADAY's erwähnt werden, dass (vielleicht mit Ausnahme einer einzigen) bei diesen Versuchsreihen ein etwas grösseres Verhältniss zwischen abstossender Kraft und Quadrat der Stromstärke hindurchblickt bei schwachen Erregungen des Magneten, als bei starken.

Andere Versuchsreihen sind mit weichem Eisen angestellt worden, als mit einer Substanz, welche sich paramagnetisch verhält, ohne Coercitivkraft zu besitzen. Namentlich wurde in einem Fall in einigem Abstand von dem einen Pole des Elektromagneten eine bis zur Sättigung magnetisirte Stahlnadel und ebenso vom andern Pol desselben ein Cylinder von weichem Eisen horizontal schwebend aufgehangen, so dass die Mitten der Pole und der Nadeln sich im magnetischen Meridian befanden. Durch die Schwingungen der Magnetnadel wurde die Kraft des Elektromagneten für verschieden starke Erregungen gemessen, und die Schwingungen der Eisennadel maassen die Kraft, mit welcher diese vom Magneten beeinflusst wird. Obschon nun auch die Magnetnadel in der Wirkungssphäre des Elektromagneten eine noch stärkere Polarität erlangt, als ausserhalb derselben, und obschon sie sich dadurch zum Theil nach denselben Gesetzen einem Sättigungszustand mit zunehmender Erregung annähert, als das weiche Eisen: so wurde doch für letzteres stets ein etwas kleineres Verhältniss zwischen der an ihm gemessenen Kraft zum Quadrat der Intensität des Elektromagneten beobachtet, wenn die letztere absolut grösser war:

Bei einer Erregung des Magneten durch einen Strom

$= \sin 9^0\ 0'$; $\sin 12^0\ 26'$; $\sin 19^0\ 2'$; $\sin 23^0\ 5'$

war das Verhältniss der Wirkungen des weichen Eisens zum Quadrat jener Zahlen oder der Intensität des Magneten

$= 2{,}79$; $2{,}78$; $2{,}61$; $2{,}60$.

In einem andern Fall wurde die Kraft gemessen, mit welcher ein an der Drehwage befindlicher Cylinder von diamagnetischem weichen Wachs durch den Elektromagneten für verschiedene Stromstärken gedreht wird, und dann wurden die Versuche wiederholt, wenn ein sehr kleines Körnchen von weichem Eisen auf den Wachscylinder befestigt worden war. Die Differenz beider Wirkungen gab das Maass für die von dem Magneten auf das Eisenkörnchen allein ausgeübte Kraft. Bei drei Versuchen betrug diese, in Graden der Drehwage ausgedrückt

$23^0{,}48$ $86^0{,}31$ $160^0{,}80$.

Die entsprechenden Ablenkungen i der in den galvanischen Umlauf eingeschalteten Sinusbussole betrugen

$11^0\ 1'$ $21^0\ 38'$ $30^0\ 13'{,}5$.

Und hieraus ergeben sich also Verhältnisse der Anziehung des Eisenkörnchens zu dem Quadrate der Magnetkraft oder $\sin i^2$

$= 6{,}43$ $= 6{,}35$ $6{,}35$.

Auch diese Zahlen nehmen ab, wenn die der ersten und zweiten Reihe zunehmen. Es ist also nur als ein Annäherungs-Gesetz zu betrachten, wenn BECQUEREL folgert:

> dass solche paramagnetische Substanzen, wie das vollkommen weiche Eisen, welche keine merkliche Coercitivkraft besitzen, und ihre polaren Eigenschaften nicht bewahren, nachdem die magnetisirende Wirkung aufgehört hat, von den Magnetpolen angezogen werden mit einer Kraft, welche (ähnlich der diamagnetischen) proportional dem Quadrat der Intensität des Magneten ist.

Eine dritte Art von Versuchsreihen soll das Verhältniss der Anziehung zur

Intensität des Magneten ermitteln für solche Substanzen, welche, wie Stahl, Gusseisen, Platin u. s. w., Coercitivkraft besitzen. Aus den angeführten Zahlen geht hervor,

dass das Verhältniss der Anziehungskraft zur Intensität des Magneten sich mit dieser Intensität ändert, aber in den meisten Fällen nach Maassgabe einer Vermehrung derselben sich einer constanten Grenze annähert.

Die allen diesen Substanzen zukommende Coercitivkraft wird als Erklärung jenes Versuchsergebnisses angenommen und muss sich auch dadurch äussern, dass diese Substanzen nach Beseitigung der magnetisirenden Ursachen noch einer permanenten Polarität theilhaftig bleiben. An mehreren hat Becquerel dieselbe mittelst astatischer Magnetnadeln beobachtet.

Endlich will Becquerel eine solche permanente Polarität auch an solchen zusammengesetzten Substanzen, wie Kohle, Glas u. s. w. beobachtet haben, wenn sie der Einwirkung eines kräftigen Magneten unterworfen gewesen sind. Directe Versuchsreihen gaben auch für diese eine Abweichung von dem Gesetz der Kraftänderung mit dem Quadrate der magnetischen Intensität, und sie sind es, welche von schwachen Magnetkräften eine Anziehung, von starken eine Abstossung erfahren.

Da nun aber nach Becquerel's Ueberzeugung Gemische aus Körpern der ersten und zweiten Kategorie — d. h. aus rein diamagnetischen und rein magnetischen Körpern — um deswillen der Annahme Plücker's nicht unterfallen können, weil beide Körperklassen für sich dem Gesetz der Kraftänderung mit dem Quadrate der magnetischen Intensität gehorchen; so bedarf die Erscheinung des Ueberganges aus Abstossung in Anziehung mit Abnahme der Magnetkraft einer anderen Erklärung. Und diese findet Becquerel in dem Widerstande, welchen die wiederholt beobachtete Coercitivkraft der Entwicklung oder dem Vergehen des Magnetismus entgegensetzt.

Abgesehen davon, dass, wie schon oben bemerkt wurde, die Gesetze nicht mit aller Strenge durch die Versuche nachgewiesen wurden, kommt diese Erklärung Becquerel's wesentlich auf dieselbe hinaus, welche Plücker einer später bei Gelegenheit eines andern Gebietes (Magnetkrystallkraft) zu erörternden mathematischen Anschauung zu Grunde legte. Immerhin umfasst sie aber nicht diejenigen Versuche, bei denen Systeme von Körpern aus den ersten beiden Kategorien ebenfalls den Uebergang aus Abstossung in Anziehung zeigten. —

Andere Einwände gegen Plücker's Erklärungsweise machte Tyndall [13] in einer Reihe von Experimentaluntersuchungen, deren erster Theil schon oben S. 159, §. 19, N. VI, behandelt worden ist. Aus diesen ging namentlich hervor, dass die gegenseitige Anziehung eines Magnetpoles und einer Kugel von weichem Eisen, welche durch einen gewissen Zwischenraum von einander getrennt sind, proportional ist dem Quadrat des entwickelten Magnetismus, gemessen durch die Stärke des magnetisirenden Stromes. Dasselbe Gesetz wurde nun auch für die Abstossung diamagnetischer Körper gefunden, und zwar mit Hülfe einer Drehwage und mit Elektromagneten von folgender Construction: Von einem in Graden getheilten Torsionsknopf hing ein 3 Fuss langer dünner Silberdraht herab, der am unteren Ende einen Papierbügel trug zur Aufnahme des 6 Zoll langen hölzernen Torsionsstabes. Der letztere *a b* in *Fig. 328* (S. 602) war an den Enden löffelartig ausgehöhlt behufs Aufnahme der zu prüfenden Körper, und diesen Enden gegenüber waren zwei starke galvanische Spiralen *c* und *d* in den Wänden eines Kastens befestigt. In den Hohlräumen der letzteren konnten Eisenkerne verschoben und den zu prüfenden Körpern beliebig angenähert werden. An den Enden des Torsionsbalkens befanden sich feine Glasfäden, deren Spitzen auf einer darunter befindlichen Kreistheilung

schwebten. Der Deckel des Kastens war von Glas und seitlich befanden sich an demselben Thüren, um nöthigenfalls mit den Händen in denselben gelangen zu können. Der zu den Spiralen gehende Strom wurde durch eine Tangentenbussole gemessen und durch einen Rheostaten regulirt. Die diamagnetische Wirkung auf den Balken war so gering, dass sie vernachlässigt werden konnte. Zu Versuchsobjecten dienten:

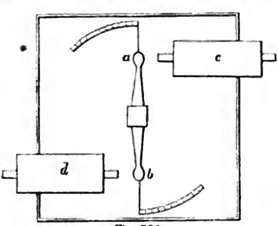


Fig. 328.

1. Zwei Kugeln von reinstem Wismuth, 8^{mm} im Durchmesser, mit denen 7 Versuche bei Stromstärken zwischen 10^{0} und 50^{0} Ablenkung an der Tangentenbussole angestellt wurden.
2. Kugeln von käuflichem Wismuth, die dasselbe Resultat als die vorigen gaben.
3. Schwefelkugeln von 8^{mm} Durchmesser zu 4 Versuchen zwischen 20^{0} und 54^{0}.
4. Schwefelkugeln von 13^{mm} Durchmesser zu 4 Versuchen zwischen 20^{0} und 54^{0}, die wie die vorigen aus käuflichem, etwas eisenhaltigem Schwefel angefertigt waren und sich viel schwächer diamagnetisch zeigten, als die Wismuthkugeln.
5. Kleine Kugeln von einem natürlichen Schwefelkrystall angefertigt, zu 5 Versuchen zwischen 20^{0} und 50^{0}.
6. Kalkspathkugeln von $9^{mm},2$ Durchmesser, eisenfrei, zu 6 Versuchen zwischen 20^{0} und 45^{0}.
7. Kalkspathkugeln von Andreasberg, $10^{mm},8$ Durchmesser, eisenfrei, zu 6 Versuchen zwischen 20^{0} und 57^{0}.

Alle Versuchsreihen zeigten mit der grössten Uebereinstimmung, dass auch für die Abstossung der hier geprüften diamagnetischen Körper dasselbe Gesetz gilt, welches oben für die Anziehung der paramagnetischen Körper ausgesprochen wurde. Bezeichnet demgemäss T die zur Zurückführung des Balkens auf den Nullpunkt nöthige Torsion, ist n eine von der Natur des Versuchs abhängige Constante, und α die an der Tangentenbussole abgelesene Gradzahl, so ist

$$\sqrt{T} = n \operatorname{tg} \alpha.$$

Hieraus schloss Tyndall, dass das Gesetz Plücker's unstatthaft sei, nach welchem ein rascheres Abnehmen des Diamagnetismus als des Paramagnetismus stattfinden soll.

Es wurde ferner auf einer Wismuthkugel ein sehr kleines Eisenkügelchen befestigt und bei einer Stärke des erregenden Stromes $= \operatorname{tg} 10^{0}$ bei 4^{0} der unteren Theilung, doch ohne Drehung des Torsionsindex, eine stabile Gleichgewichtslage beobachtet. Bei Vertauschung des Eisenkügelchens mit einem kleinen Krystall von kohlensaurem Eisenoxydul kam der Balken bei 3^{0} zur Ruhe. In einem andern Falle wurde in einen Löffel des Balkens eine Wismuthkugel, in den andern ein schwach magnetischer Zinkwürfel gelegt. Bei einer Erregung beider Kerne durch einen Strom $= \operatorname{tg} 10^{0}$ kam der Balken über 4^{0} Abstand vom Nullpunkt zur Ruhe. In jedem Falle wurde aber bei einer Verstärkung des Stromes das System abgestossen, der Diamagnetismus siegte über den Magnetismus, entgegengesetzt wie bei Plücker. Tyndall untersuchte nun jenen Krystall von kohlensaurem Eisenoxydul mit der Drehwage allein, und fand, dass er nicht mit Magnetismus gesättigt worden sei, indem das Gesetz der Proportionalität seiner Anziehung zum Quadrat der Magnetkraft sich herausstellte. Endlich leitete er die beobachtete Einstellung

her von dem die magnetische Anziehung unterstützenden Einfluss der Torsion des Fadens um 3° oder 4°, doch ohne den Nachweis dadurch geführt zu haben, dass der Torsionsknopf um diese Grössen zurückgeführt worden sei, und schliesst daraus, dass sich auch bei Plücker eine derartige scheinbar einflussiose Constante eingeschlichen habe.

So überzeugend nun auch diese sorgfältigen Untersuchungen gegen das Plücker'sche Gesetz zu sprechen scheinen, so darf nicht übersehen werden, dass Tyndall mit sehr schwachen Magnetkräften, Plücker mit sehr starken operirte. Denn letzterer benutzte den grossen S. 97, §. 15, N. II, beschriebenen Magneten. Ferner benutzte Tyndall Kugeln von Eisen, die offenbar schwer vom Magnetismus gesättigt worden, während bei den Versuchen Plücker's meist nur feine in Messing oder andere Substanzen eingesprengte Eisentheilchen zur Anwendung kamen. Endlich dürfte auch dem Abstand zwischen dem Anziehungs- oder Abstossungsmittelpunkt der Kugeln und den Magnetpolen Rechnung getragen werden, über welchen aus naheliegenden Gründen nur so weit geurtheilt werden kann, als derselbe bei Plücker's Versuchen jedenfalls verhältnissmässig geringer gewesen ist, als bei denen Tyndall's, und als derselbe bei Kugeln von diamagnetischen oder schwach paramagnetischen Substanzen sicher dem geometrischen Mittelpunkt näher liegt, als bei Kugeln von regulinischem Eisen, um so mehr je näher an den Magnetpolen die Prüfung vorgenommen wird. Dazu kommt noch der folgende Nachweis vom physikalischen Grund jener Erscheinungen, auf welchen Tyndall bei Veröffentlichung seiner Untersuchungen noch nicht aufmerksam gemacht war.

IV. Vorausgesetzt nämlich, dass die soeben behandelten Wahrnehmungen Plücker's nur an Gemengen von diamagnetischen und magnetischen Körpern vorkommen, so lassen sie sich nach Müller [15] auf die im §. 17, S. 127 ff. behandelte allgemeine Eigenschaft des Magnetismus zurückführen. Die paramagnetischen Substanzen werden nämlich durch zunehmende Erregung einem Maximum der Kraft entgegengeführt, was bei diamagnetischen nicht oder vielleicht nur für ungleich grössere Kräfte anzunehmen ist. Wird sonach dieses Maximum für den paramagnetischen Bestandtheil erreicht, so wird bei zunehmender Stärke der Pole die Anziehung nicht mehr (im quadratischem, sondern wahrscheinlich in einem einfacheren Verhältniss) vermehrt. Wohl aber wird die Abstossung nach dem allgemeinen Gesetz vergrössert, die der diamagnetische Bestandtheil erfährt.

Ob aber auch das Maass für die diamagnetische Wirkung genau proportional zum Quadrate der Magnetkraft abnimmt, wird durch eine schon früher in anderer Hinsicht herangezogene Untersuchung Faraday's [16] zweifelhaft. Als derselbe nämlich verschiedene Körper in Bezug auf ihre Abstossung oder Anziehung in verschiedenen Umgebungen durch einen kräftigen Magneten mittelst einer äusserst empfindlichen Drehwage prüfte, fand er, dass sie in der von ihm aufgestellten Skala eine ganz andere Stellung einnahmen, wenn die Prüfungen in verschiedenen Abständen von den Magnetpolen vorgenommen worden waren. Es mag daran erinnert werden, dass es sich bei dieser Prüfung darum handelte, das archimedische Princip auf die magnetischen Kräfte zu übertragen. Würde nun z. B. eine Senkwage in Wasser gestellt, und könnte die Tiefe, bis zu welcher sie untertaucht, an der Oberfläche der Erde und im Abstande von mehreren Erdhalbmessern beobachtet werden, so würde sie immer bis zu derselben Marke eintauchen, weil die Schwerkraft auf die Senkwage und das Wasser bei jeder Entfernung in gleichem Verhältniss abnimmt. Ein verschiedener Stand würde aber in beiden Fällen beobachtet werden, wenn das Gesetz der Kraftabnahme mit der Entfernung ein anderes für das Wasser als für die Senkwage wäre. Und das findet nach Faraday's Beobachtung für eine diamagnetische

Senkwage auch in diamagnetischen Umgebungen statt, wenn beide der Kraft des Magneten in verschiedenen Abständen ausgesetzt werden. In den folgenden Versuchen mit Cylindern aus Flintglas und Wismuth ist diejenige Kraft, mit welcher ein ihnen gleiches Volumen Wasser in einer Umgebung von atmosphärischer Luft und in denselben Abstand wie diese Substanzen von den einander zugewandten Polen eines Magneten abgestossen wird = 100 gesetzt. Die Tabelle enthält dann für die angeführten Körper die Anzahl von Krafteinheiten, um welche sie in den beigesetzten Abständen in einer Umgebung von Wasser abgestossen werden, und zwar

Abstände in Zollen	Flintglas	schweres Glas	Wismuth
0,3	9,1	37,8	—
0,4	10,6	38,6	—
0,5	11,1	—	—
0,6	11,2	40,0	1871
0,7	12,1	—	—
0,8	—	48,6	—
1,0	—	51,5	2734
1,2	—	65,6	—
1,5	—	—	3626

Hieraus geht aber hervor, dass das Verhältniss der Kräfte, mit welchen der Magnet auf Luft, Wasser und einen der genannten Körper, oder auch das Verhältniss der Kräfte, mit welchen er auf jeden dieser Körper in verschiedenen Abständen wirkt, nicht dasselbe bleibt, was damit unvereinbar ist, dass für alle ein gemeinsames Gesetz der Kraftabnahme existire. Immerhin schliesst das aber das von Plücker aufgestellte Gesetz nicht aus, denn es kann immer noch diese Kraftabnahme in einem stärkeren Verhältniss für magnetische als für diamagnetische Körper statthaben.

In Betreff der Polarität des Diamagnetismus muss noch erwähnt werden, dass Weber in der oben citirten Abhandlung [6] auch noch folgenden Versuch zum Erweis derselben anstellte. Eine Eisenstange wurde durch umwundene Kupferdrahtspiralen und einen galvanischen Strom elektromagnetisirt, und vor eines ihrer Enden eine conaxiale hohle Spirale von feinem Kupferdraht aufgestellt, deren Enden zu einem empfindlichen Multiplicator führten. In dem Hohlraum der Spirale wurde nun mit Vermeidung aller Erschütterungen ein Cylinder von reinem Wismuth im Takte der Multiplicatornadelschwingungen dem Magnetpol angenähert und von ihm entfernt, und jedesmal ein zwischen Spirale und Multiplicator eingeschalteter Commutator umgelegt. Es zeigte sich, dass durch diese Manipulationen Inductionsströme in der Spirale umliefen von entgegengesetzter Richtung, als wenn ein Eisencylinder unter gleichen Umständen wie der Wismuthcylinder vor dem Elektromagneten oscillirte. Da nun im letzten Falle die Inductionsströme vorzugsweise herrühren von der innerhalb der Spirale von Statten gehenden Magnetisirung und Entmagnetisirung, so schloss Weber, dass die analogen, aber entgegengesetzten Ströme, welche der oscillirende Wismuthcylinder inducirt, auch von analogen, aber entgegengesetzten Polaritätsveränderungen des diamagnetischen Körpers herrühren.

Faraday [17] wies jedoch in einer umständlichen und ausführlichen Experimentaluntersuchung nach, dass die beobachteten Inductionsströme tertiäre Ströme seien, herrührend von denjenigen secundären Strömen, die sich über die ganze Masse des metallischen Leiters (hier des Wismuthcylinders) verbreiten, wenn derselbe zwischen Orten verschieden starker Magnetkraft bewegt wird. Wenn nämlich unter wesentlich denselben Umständen, durch welche Weber die Erscheinungen hervorrief, statt des Wismuth massive Cylinder aus anderen Metallen, wie Gold, Silber und Kupfer, Blei und Zinn, Platin, Antimon zu Versuchsobjecten dienten, so waren die Multiplicatorablenkungen um so stärker, ein je besseres Leitungs-

vermögen die Metalle besassen. Die ersten drei gaben die grössten Ausschläge, die folgenden beiden geringere, Platin einen sehr kleinen, Wismuth und Antimon gar keinen. Da ferner die Länge ein wichtiges Element für die Polarität ist, bei den vorliegenden Anordnungen jedoch die Inductionswirkung nicht wesentlich beeinflussen kann, so wurde dieselbe für gleiche Substanzen sehr variirt. Es zeigte sich aber, dass z. B. ein Kupfercylinder von 1 Zoll Länge noch fast dieselbe Wirkung äusserte, als einer von 5,5 Zoll Länge, während bei verschieden langen Eisencylindern bedeutende Unterschiede wahrgenommen wurden. Ingleichen blieb bei einer Zertheilung der Metalle senkrecht zur Cylinderaxe (also z. B. bei Anwendung von Goldrollen) die Wirkung dieselbe, während sie bei einer Zertheilung parallel zur Axe (also bei Anwendung von Bündeln unter einander isolirter Drähte, oder von Metallpulvern) vollständig ausblieb. Endlich konnte nicht die geringste Wirkung wahrgenommen werden, wenn statt der Metallcylinder Cylinder von isolirenden oder schlecht leitenden Substanzen angewandt wurden, wenn solche auch, wie Phosphor, Schwefel, Glas oder in Glasröhren eingeschlossene Flüssigkeiten alle anderen diamagnetischen Erscheinungen im vollkommensten Maasse zeigten.

Faraday wiederholte auch die anderen oben besprochenen Versuche von Reich und Weber, betreffend die diamagnetische Polarität. Wenn das aber auch ohne Erfolg geschah, so können diese negativen Ergebnisse ihnen die Beweiskraft nicht nehmen.

Auch Matteucci [18] stellte Versuche über diamagnetische Polarität an, die zu einem negativen Ergebniss führten. Er hatte einen grossen Magneten mit 2 Drahtspiralen construirt, von denen eine zur Erregung des Magneten, die andere zur Erzeugung von Inductionsströmen diente. Es reichte hin, dem thätigen Magneten nur eine concentrirte Eisenlösung zu nähern, um einen deutlichen Inductionsstrom zu erhalten. Durch Annäherung von nicht leitenden diamagnetischen Körpern (Stearin, Phosphor etc.) entstand aber kein Inductionsstrom; auch zeigten vergleichende Rechnungen mit magnetischen Körpern, dass sehr grosse Quantitäten dieser Stoffe nöthig wären, um nur überhaupt eine Wirkung zu erhalten — Dann wurde die Entladung der kleist'schen Flasche zur Entscheidung dieser Frage angewandt. Vier vertical in den Winkeln eines Rechteckes stehende Spiralen wirkten auf ein zwischen ihnen befindliches astatisches Nadelsystem und waren so beschaffen, dass sie keine Bewegung an demselben hervorbrachten, wenn eine Reihe von Entladungen durch die Spiralen gingen. Sehr deutliche Wirkungen entstanden aber, wenn in die Höhlungen von zwei einander gegenüberstehenden Spiralen Wachs gebracht wurde, das mit wenig Kolkothar zusammengeknetet war. Ersetzte man aber diese Füllungen durch Wismuthcylinder, deren diamagnetische Kraft grösser war, als die magnetische der vorigen Mischung, so wurde nicht die geringste Wirkung beobachtet, wie es scheint auch nicht durch die secundären Ströme, die sich auf der Oberfläche des Wismuths verbreiten bei der Störung des elektrischen Gleichgewichts in den es umgebenden Spiralen.

1 Faraday. Zwanzigste Reihe von Experimentaluntersuchungen über Elektricität. N. 2303 ff. — *Philos. Transact. for 1846.* p. I. — *Pogg. Ann. 69. 289 (1847). — U. a. v. a. Orten.

2 Faraday. Einundzwanzigste Reihe von Experimentaluntersuchungen über Elektricität. — U. a. *Philos. Transact. for 1846.* p. I. — *Pogg. Ann. 70. 24 (1847).

3 F. Reich. *Pogg. Ann. 73. 60 (1848). — Berichte über die Verhandlungen der kgl. sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften zu Leipzig vom 18. Mai 1847.

4 F. Reich. *Erdmann's Journal für Chemie. 49. 193.

5 Tyndall. **L'Institut.* N. 1099 (24. Janv. 1855). — *British Assoc. for the avanc. of scc.* 24th meeting at Liverpool. Sept. 1854.

6 W. Weber. *Pogg. Ann. 73. 241 (1848). — Aus den Leipziger Berichten vom 28. Aug. 1847.

7 Poggendorff. Pogg. Ann. 73. 475 (1848).

8 Plücker. *Pogg. Ann. 73. 613 (1848).

9 Oersted. **Ann. de ch. et de phys.* 24. 424 (Dec. 1848). — **Arch. des scc. phys. et nat.* [4.] 10. 49 (1849). — *Pogg. Ann. 75. 245 (1848).

10 Plücker. *Pogg. Ann. 72. 343 (1847). — Ferner *Pogg. Ann. 73. 613 (1848).

11 Plücker. *Pogg. Ann. 74. 321. (1848) und zwar §. 4 der Abhandlung, und *Pogg. Ann. 75. 413 (1848).

12 E. Becquerel. **Ann. de ch. et de phys.* [3.] T. 28. p. 283 (1850) namentlich §. I u. II; und daselbst T. 32 p. 68 (1851) namentlich §. I. — Die erste Abhandlung war vor der pariser Akademie vorgetragen am 21. Mai 1849, die zweite am 4. Aug. 1850.

13 Tyndall. **Philos. Mag.* [4.] 2. 165 (1851). *Pogg. Ann. 83. 384 (1851). **L'Institut.* N. 920 et 946. — *Berliner Monatsberichte 1851, S. 398; sowie an v. a. Orten.

14 Joule. **Philos. Mag.* [4.]. 3. 32 (1852).

15 Müller (Freiburg). *Pogg. Ann. 83. 115 (1851).

[16] Faraday. U. a. *Philos. Mag.* [4.] 5. 218 (*March* 1853). — *Roy. Institution.* Jan. 21. 1853. — *Pogg. Ann. 88. 557 (1853).

[17] Faraday. Dreiundzwanzigste Reihe von Experimentaluntersuchungen über Elektricität. §. 29. Ueber den polaren und sonstigen Zustand der diamagnetischen Körper. U. a. *Philos. Transact. for 1850.* p. I. — *Pogg. Ann. Bd. 82. S. 75 und 232 (1851).

[18] Matteucci. **Arch. des scc. phys. et nat.* 24. 68 (1853). Aus den *Comptes rend.* 22. Aug. 1853.

§. 45. Magnekrystallkraft.

Bald nach Entdeckung des Diamagnetismus und zwar im Jahre 1847 fand Plücker [1], dass nicht unbedingt alle diamagnetischen Körper in länglicher Form zwischen den Polen eines Magneten aufgehangen sich äquatorial einstellen und alle magnetischen, wenn sie sich unter analogen Bedingungen befinden, die axiale Richtung annehmen, sondern, dass dieses Gesetz nur für die structurlosen Körper gilt, oder für solche, welche dem regelmässigen Krystallsystem angehören. Krystalle dagegen, welche irgend einem der unregelmässigen Systeme angehören, können von jedem einzelnen Pol angezogen oder abgestossen werden und dennoch mit ihrer Längsrichtung sich bezüglich äquatorial oder axial im Magnetfeld einstellen. So z. B. sind die gewöhnlichen grünen oder braunen Turmaline paramagnetisch. Hängt man aber einen Krystall, oder auch nur ein Fragment davon, dessen Längsrichtung mit der Krystallaxe zusammenfällt, zwischen den Magnetpolen so auf, dass diese Richtung horizontal schwingen kann, dann stellt sich dieselbe senkrecht zur Verbindungslinie beider Pole. Umgekehrt ist reiner, von kohlensaurem Eisenoxyd freier Doppelspath diamagnetisch. Stellt man sich daraus ein durch die natürlichen Spaltungsflächen begrenztes regelmässiges Rhomboeder dar, so ist die durch die stumpfen Ecken gehende Richtung — die Krystallaxe — kürzer als alle darauf senkrechten. Lässt man diese Richtung in horizontaler Ebene zwischen den Magnetpolen schwingen, so stellt sie sich gegen den Diamagnetismus der Form äquatorial. Es werden also solche Krystalle nach gewissen Richtungen stärker angezogen oder abgestossen als nach anderen. Die Krystalle der unregelmässigen Systeme zeigen aber nach einer oder nach allen drei Richtungen verschiedene Dichtigkeit, und von dieser Dichtigkeit ist die verschiedene Elasticität des Aethers nach denselben Richtungen abhängig, von welcher wiederum die bekannten optischen Erscheinungen herrühnen, nach denen man die Krystalle der unregelmässigen Systeme in optisch einaxige und zweiaxige theilt. Aller Wahrscheinlichkeit nach steht aber diese Dichtigkeitsverschiedenheit mit dem Einstellungsvermögen im Zusammenhang und sonach bedingt die gemeinschaftliche innere Ursache eine grosse Analogie zwischen den hier zu behandelnden magnetischen und den optischen Erscheinungen, so dass Plücker sogleich aus den ersten Untersuchungen den folgenden Schluss zog: „Wenn man einen beliebigen Krystall mit einer einzigen optischen Axe zwischen die beiden Pole eines Magneten bringt, so wird diese Axe von jedem der beiden Pole abgestossen. Wenn der Krystall zwei optische Axen hat, so wird jede dieser Axen von jedem der beiden Pole mit derselben Kraft abgestossen."

Bei grosser Annäherung der Magnetpole an den Krystall geschah es nun unter allen einigermassen günstigen Umständen, dass jene Krystallkraft über-

wunden wurde, und der Körper sich nach dem Magnetismus der Form einstellte, und daraus zog Plücker den folgenden Schluss:

„Die Kraft, welche jene Abstossung der optischen Axen hervorbringt, ist unabhängig von der magnetischen oder diamagnetischen Beschaffenheit der Masse des Krystalls, sie nimmt mit der Entfernung von den Magnetpolen langsamer ab, als die von diesen Polen auf den Krystall wirkenden magnetischen oder diamagnetischen Kräfte.“ —

Aehnliche Versuche veröffentlichte Faraday[2] 1849. Dieselben waren angestellt worden, um einige anormale Erscheinungen zu erklären, welche er bisweilen an Wismuthstangen beobachtet hatte, die in Glasröhren gegossen worden waren, und die daher rührten, dass sich mehr oder weniger regelmässige Krystallgruppen gebildet hatten. In grossen in Laboratorien dargestellten Wismuthmassen finden sich häufig Krystallgruppen welche dem rhombischen System angehören. Schneidet man aus diesen ein Stäbchen, dessen längste Abmessung senkrecht auf der Hauptspaltungsrichtung steht, und hängt das Stäbchen in gewöhnlicher Weise so im Magnetfeld auf, dass diese Abmessung in horizontaler Ebene schwingt, dann stellt es sich von Pol zu Pol. Auch bei jeder andern äussern Form des Wismuthkrystalles nimmt stets die Normale auf der Hauptspaltungsrichtung die axiale Lage im Magnetfeld an. Wird der Krystall geschmolzen und verliert er dann durch rasches Erkalten seine innere Structur, so stellt er sich nur noch infolge des gewöhnlichen Diamagnetismus der Form. Aehnliche Erscheinungen beobachtete Faraday an anderen undurchsichtigen Krystallen, namentlich an Antimon, Arsen, Irid, Osmium, Titan, Tellur, sowie auch an durchsichtigen, wie schwefelsaures Eisenoxydul, schwefelsaures Nickel u. v. andern.

Die Kraft nun, infolge deren die krystallisirten Substanzen diese besondere Einstellung zeigen, nannte Faraday Magnekrystallkraft und diejenige Richtung in den Krystallen, welche sich im Magnetfelde von Pol zu Pol stellt, bezeichnete er mit Magnekrystallaxe (*Magnecrystallic axis*). Im Wismuth steht also die Magnekrystallaxe senkrecht auf der Hauptspaltungsrichtung. Fällt die Magnekrystallaxe mit der Aufhängeaxe zusammen, so verliert der Krystall das besondere Einstellungsvermögen. Dasselbe wird aber ein Maximum, wenn beide Axen zu einander senkrecht stehen.

Faraday hatte keine theoretische Erklärung der beobachteten Erscheinungen versucht. Der Ausspruch Plücker's jedoch, dass die optischen Axen der Krystalle vom Magneten abgestossen werden, rief eine Reihe von Abhandlungen hervor, welche von Knoblauch und Tyndall theils gemeinschaftlich[3], theils gesondert veröffentlicht wurden, und in welchen dieselben zeigten, dass nicht eine besondere Kraft der optischen Axen hierbei wirksam sei — was auch keinesfalls Plücker's Ansicht war, sondern dass die Erscheinungen im Zusammenhang stehen mit einer verschiedenen Dichtigkeit der Massen nach verschiedenen Richtungen im Krystall. Auch zeigten sie, dass nicht immer diejenigen Richtungen sich äquatorial stellen, um welche herum sich die optischen Erscheinungen in den Krystallen regelmässig gruppiren (die optischen Axen), sondern dass sich dieselben bisweilen auch axial einstellen.

Infolge dessen, sowie gleichzeitig mit einer aus theoretischen Gründen im Zusammenhang mit dem elektrischen Verhalten krystallisirter Körper geschöpften Muthmaassung WIEDEMANN's [3] änderte PLÜCKER [4] das allgemeine Ergebniss aus seinen mittlerweile erweiterten Erfahrungen dahin „dass die Axen optisch negativer Krystalle abgestossen, optisch positiver angezogen werden, und dass für zweiaxige Krystalle die Magnekrystallaxe die die beiden spitzen Winkel der optischen Axen halbirende Linie sei." Bald darauf fasste er [5] die gewonnenen Anschauungen in einer mathematischen Abhandlung zusammen, sowie in zwei Gelegenheitsschriften [6], und diesen folgte eine in Gemeinschaft mit BEER [7] ausgeführte Revision und vielfältige Erweiterung der älteren Untersuchungen.

Doch kann auch der zuletzt aufgestellte allgemeine Satz nur als ein auf die meisten Fälle passender Ausspruch der gewonnenen Erfahrungen gelten. Es wird sich nämlich im Folgenden herausstellen, dass sich keineswegs alle Beobachtungen demselben unterordnen. Somit ist er nicht als endgiltiges Gesetz für das Verhalten krystallisirter Körper zwischen den Magnetpolen zu betrachten. Dasselbe gilt auch davon, wenn KNOBLAUCH und TYNDALL die überwiegende Anziehung und Zurückstossung der Masse in einer besonderen Richtung allein aus der Thatsache herleiten, „dass in dieser Richtung die materiellen Theilchen einander näher liegen, als in allen andern Richtungen."

Vielmehr stellt es sich als ein Verlangen der Wissenschaft heraus, dass die vorliegenden Erfahrungen nach allgemeineren Gesichtspunkten geprüft und erweitert werden müssen, um daraus erst zu gewinnen, was bis jetzt noch fehlt, nämlich ein allgemeines Gesetz für das in Rede stehende Verhalten.

Nach diesen kurzen historischen Nachweisen mögen nun zunächst die in den schon angeführten, sowie in einigen andern unmittelbar damit zusammenhängenden Abhandlungen erörterten Thatsachen zusammengestellt werden, und hieran mögen sich alsdann die übrigen auf die Magnekrystallkraft bezüglichen Erscheinungen reihen.

I. Krystalle, welche dem regelmässigen System angehören, zeigen keine Krystallpolarität. Von diesen untersuchte FARADAY die folgenden: Natürliches Kupfer (Würfel) (2537), Blei, künstliche Krystalle aus einer geschmolzenen und nach theilweisem Erhärten von dem flüssigen Theile getrennten Masse gewonnen (Oktaeder) (2539), natürliches Gold (Oktaeder) (2540), Bleiglanz (Würfel) (2543), Rothkupfererz (Oktaeder), Diamant (Oktaeder), Flussspath (Oktaeder), Steinsalz (Würfel), Boracit (Tetraeder). Während die vorigen sich diamagnetisch verhielten, waren die folgenden paramagnetisch, zeigten aber ebensowenig Krystallpolarität: Eisenkies (Pentagondodekaeder), Schwefelzink (Rautendodekaeder), Kobaltglanz (Pentagondodekaeder), Leucit (Würfel) (2545), Zink (dessen Krystallform noch nicht ermittelt). In magnetischer Beziehung konnte FARADAY (2535) entweder nur unregelmässige, oder, wie bei galvanisch niedergeschlagenem Zink, gar keine Anzeigen einer Krystallwirkung erhalten.

II. Krystalle, deren Grundform das Rhomboeder oder die regelmässige sechsseitige Säule ist.

1. Turmalin. Die Kernform des Turmalin ist ein Rhomboeder, *Fig.* 329 (Seite 609), dessen Scheitelkanten einen Winkel $b = 133^\circ\ 13'$ (nach

Breithaupt 132° bis 134°) und dessen Randkanten somit einen Winkel $d = 46° 47'$ einschliessen. Parallel zu den Flächen der Kernform ist er unvollkommen spaltbar. Er kommt meist in sechs- und neunseitigen Säulen, durch Entrandung und oberer Entrandeckung aus der Kernform entstanden, vor, so dass die Flächen der Rhomboederaxe parallel liegen. Der Turmalin ist optisch negativ. Es wurden theils zu Zwecken der Polarisation vorgerichtete Exemplare zu den magnetischen Versuchen benutzt, theils ungeschliffene Krystalle und zwar von verschiedener Farbe. Alle, sogar ein wasserhelles Individuum zeigten sich paramagnetisch. Nur einen wasserhellen Turmalin fand Plücker diamagnetisch (Pogg. Ann. Bd. 72, S. 321 und Bd. 81 S. 129), doch fiel seine Längendimension mit der Krystallaxe zusammen, und somit musste es unentschieden bleiben, ob er sich wegen seiner Gestalt oder wegen der Krystallkraft äquatorial einstellte. Aber auch die paramagnetischen Turmaline stellen sich mit der Krystallaxe stets in die äquatoriale Lage, wenn nur die Pole eine genügende Entfernung von derselben besitzen, oder die Krystalle über deren Verbindungslinie durch Verkürzung des Aufhängefadens gehoben werden, und wenn nur diese Axe in horizontaler Ebene schwingen kann, mögen im übrigen die Dimensionen oder deren Lage gegen die Aufhängeaxe sein, welche sie wollen. Fällt jedoch die grösste Länge mit der Krystallaxe zusammen und werden gleichzeitig die Magnetpole dem Krystall sehr nahe gebracht, dann stellt er sich axial, und wird der Krystall nach seiner Axe aufgehangen, so stellt sich von den andern beiden Abmessungen die längere von Pol zu Pol, entsprechend der gewöhnlichen paramagnetischen Beschaffenheit. Die Versuche gelingen gleich gut mit erkaltenden oder constant temperirten Krystallen, sowie auch unter Wasser, zum Beweis, dass die pyroelektrischen Eigenschaften des Turmalins die Krystallpolarität nicht veranlassen. Auch stellen sich die Turmaline nicht polarisch ein, sondern gehen gleich willig nach beiden um 180° verschiedenen Lagen.

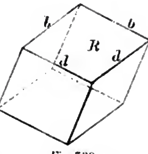


Fig. 329.

Der Turmalin ist also optisch einaxig und negativ, seine krystallographische oder optische Axe wird von den Magnetpolen schwächer angezogen als die übrigen Richtungen, und seine Spaltungsflächen neigen sich stärker gegen die Hauptaxe als gegen die anderen Axen.

Dieses sind die Ergebnisse aus Plücker's Untersuchungen, sowie aus denen, die er gemeinschaftlich mit Beer veröffentlichte. Knoblauch und Tyndall [8] bestätigten dieselben. Ausserdem hingen sie aber einen genau gearbeiteten Turmalinwürfel, dessen eines Flächenpaar senkrecht zur Krystallaxe stand, zwischen den Magnetpolen so auf, dass diese Richtung mit der Aufhängeaxe zusammenfiel. Nach dem Früheren hätte unter solchen Umständen der Krystall durchaus kein Einstellungsvermögen zeigen dürfen. Dennoch nahm er stets eine bestimmte (jedoch nicht näher bezüglich zur Krystallgestalt definirte) Richtung gegen die Magnetpole an. Aehnliche Erscheinungen wurden bei Kalkspath und Beryll beobachtet und näher untersucht, und werden unter diesen Titeln mitgetheilt werden. Konnte aber die Krystallaxe des Turmalinwürfels in horizontaler Ebene schwingen, so stellte sie sich stets äquatorial.

2. Kalkspath und Spatheisenstein. Die Kernform beider ist ein Rhomboeder, *Fig. 329*. Für den Kalkspath schliessen die Scheitelkanten einen Winkel $b = 105° 3'$ bis $18'$ und die Randkanten somit einen Winkel $d = 74° 57'$ bis $42'$ ein. Für den Spatheisenstein betragen diese Winkel 107° und 73°. Die vielen vorkommenden Varietäten sind alle parallel zu den Flächen der Kernform vollkommen spaltbar. Beide sind also isomorph und unterscheiden sich wesentlich

nur dadurch, dass für jedes Atom Calcium des einen sich im andern ein Atom Eisen befindet. Beide Metalle substituiren sich so häufig, dass Rammelsberg[9] unter 10 Analysen des Kalkspathes nur 3 anführt, bei denen sich kein Eisen, und unter 33 Analysen des Eisenspathes nur 9, bei denen sich kein Kalk vorgefunden hat.

Plücker[1] untersuchte zunächst einen natürlich begrenzten Doppelspath, dessen Dimensionen 60, 50 und 28^{mm} betrugen. Derselbe stellte sich im Magnetfeld mit seiner Axe äquatorial, und nahm dabei eine Lage ein, wie sie weder ein paramagnetischer noch ein diamagnetischer Körper eingenommen haben würde. Ferner wurde ein natürlich begrenzter Krystall gegen die stumpfen Ecken abgeschliffen, so dass seine Dicke noch 10^{mm} betrug. Bei grösster Annäherung der Polspitzen stellte er sich diamagnetisch, bei weiterer Entfernung derselben aber mit der Krystallaxe äquatorial. Ebenso verhielt sich eine senkrecht gegen die Axe geschliffene Platte von 26^{mm} Länge und Breite und 6^{mm} Dicke. Ein weisser undurchsichtiger Kalkspath verhielt sich wie Turmalin.

Sehr ausführlich untersuchten Knoblauch und Tyndall[10] die magnetischen Eigenschaften des Kalkspathes. Zunächst wurden kreisförmige Scheiben senkrecht gegen die optischen Axen geschnitten, um den richtenden Einfluss des Magnetismus oder Diamagnetismus vollständig zu eliminiren. Wurden dieselben mit ihrer Ebene senkrecht zur Aufhängeaxe in das Magnetfeld gebracht, so hätten sie sonach keine besondere Richtung annehmen dürfen, wenn blos die Krystallaxe ein abweichendes Einstellungsvermögen zeigte. Sie orientirten sich aber stets so, dass eine der drei Linien, welche einen der drei stumpfen Winkel der Spaltungsflächen halbiren, mit der Magnetaxe zusammenfiel. Bei diesen Versuchen war es gleichgiltig, von welchen der beiden demnächst zu unterscheidenden Arten von Kalkspathen die Scheibe entnommen war.

Wieder andere kreisförmige Scheiben wurden aus 11 verschiedenen Krystallen so geschnitten, dass die Krystallaxen in ihre Ebenen fielen. Wie die vorigen aufgehangen, stellte sich von 5 Exemplaren die optische Axe äquatorial, wie die von Plücker untersuchten Krystalle, bei den 6 übrigen stellte sich dagegen dieselbe axial. Diese Stellungen änderten sich auch nicht mit grösserer Entfernung von den Polen, oder bei verschiedener Stärke der Magnetkraft.

Endlich wurden aus parallel zu einer Rhomboederfläche abgespaltenen Platten Kreisscheiben geschnitten und diese wie die frühern im Magnetfeld aufgehangen. Gehörte eine solche Scheibe einem der genannten 5 Exemplare an, deren Axe vom Magneten abgestossen wird, so stellte sie sich so ein, dass die den spitzen Winkel der in die Fläche fallenden beiden Spaltungsrichtungen halbirenden Linie von Pol zu Pol zeigte. Dagegen wurde die den stumpfen Winkel halbirende Linie von Pol zu Pol gerichtet, wenn die Scheibe einem derjenigen Krystalle angehörte, dessen optische Axe vom Magneten angezogen wurde.

Um zu unterscheiden, ob sich die einen der geprüften Kalkspathe paramagnetisch, die andern diamagnetisch verhalten, wurden Stücke von ihnen behufs Zerstörung der krystallinischen Structur gepulvert und dann mit Wasser zu kleinen Stangen geformt, welche nach dem Trocknen zwischen den Magnetpolen aufgehangen werden konnten. So geprüft, bewiesen sich diejenigen 5 Individuen, deren Krystallaxe abgestossen wird, diamagnetisch, diejenigen 6 dagegen, deren Axe angezogen wird, paramagnetisch. Aus diesen Versuchen wird von deren Urhebern geschlossen: dass die Ursache der besonderen Einstellung der Krystalle nicht in einer Wirkung auf die optische Axe zu suchen sei, sondern darin, dass die Spaltungsrichtungen eine gewisse Neigung gegen einander haben.

Für den vorliegenden speciellen Fall wird gefolgert, „dass Kalkspathe, welche diamagnetisch sind, sich mit ihren Spaltungsrichtungen von Pol zu Pol, diejenigen aber, welche paramagnetisch sind, sich mit den Spaltungsrichtungen in die äquatoriale Lage zu stellen suchen. Allgemeine Giltigkeit kann der Folgerung aber nicht beigemessen werden, denn offenbar streben z. B. nach dem oben Mitgetheilten die Spaltungsrichtungen des paramagnetischen Turmalin sich in die axiale Lage zu stellen. —

Bei der Revision der älteren Untersuchungen fanden nun Plücker und Beer die oben angeführte Beobachtung, dass die Krystallaxe magnetischer Kalkspathe angezogen werde, bei 6 Krystallen bestätigt. Von diesen war nur einer wasserhell wie die früher untersuchten isländischen Doppelspathe. Ausserdem aber, dass auch ein Krystall von den Pyrenäen den älteren an isländischem Spath beobachteten Erscheinungen folgte, wurden noch zwei neue Anomalien beobachtet. Zwei halbdurchsichtige, aber vollkommen spaltbare und homogene Massen waren nämlich diamagnetisch und stellten sich mit der die stumpfen Ecken der Spaltungsrichtungen verbindenden Linie axial. Ferner zeigte sich ein weisslicher Krystall von Andreasberg magnetisch, seine Axe wurde aber von den Magnetpolen abgestossen.

Erklärungen von diesem möglichst verschiedenen Verhalten bieten sich vielleicht dadurch dar, dass bei der einen Kategorie das Eisen als isomorphes kohlensaures Eisen mit dem kohlensauren Kalk zugleich krystallisirt sein kann, dass aber bei der anderen Kategorie das Eisen nur als Verunreinigung beigemengt ist. Doch kann darüber nicht entschieden werden.

Diese Fälle, sowie auch der, dass die optische Axe des Spatheisensteins sich von Pol zu Pol stellt, sprechen gegen die Annahme, dass die optischen Axen negativer Krystalle blos abgestossen würden. Von Pol zu Pol stellte sich nämlich die Axe eines von Plücker und Beer untersuchten undurchsichtigen rhomboedrischen Eisenspathkrystalls. Diese Einstellung konnte sogar durch die schwächsten Magnete bewirkt werden. Wenn nun auch das optische Verhalten nicht direct untersucht werden kann, indem der Eisenspath überhaupt nur durchscheinend oder undurchsichtig vorkommt, so muss er doch nach Analogie mit dem isomorphen Kalkspath, Chilisalpeter u. s. w. als optisch negativ erklärt werden.

Interessant ist noch ein Versuch von Knoblauch und Tyndall, demzufolge Spatheisenstein durch andauerndes Behandeln mit Schwefelwasserstoff in Eisenkies und durch Rösten in Magneteisenstein umgewandelt worden war. Die so gewonnenen künstlichen Produkte stellten sich im Magnetfelde noch ganz ebenso ein, wie die Krystalle, aus denen sie gewonnen waren.

3. Salpetersaures Natrium. Die Kernform ist ein Rhomboeder, *Fig. 529.* Die Scheitelkanten schliessen einen Winkel $b = 106^{0}\,30'$ ein, und die Randkanten einen Winkel $d = 73^{0}\,30'$. Es ist sonach isomorph mit Kalkspath und ist ziemlich vollkommen spaltbar parallel den Kernflächen. Die Doppelbrechung ist noch stärker als die des Kalkspathes und ist negativ. Die von Plücker und Beer untersuchten Krystalle verhielten sich diamagnetisch und ihre Krystallaxen wurden abgestossen.

4. Bitterspath oder Dolomit ist ebenfalls isomorph mit Kalkspath. Für die Winkel b ist $106^{0}\,15'$ und für die Winkel d ist $73^{0}\,45'$ beobachtet worden. Wie Kalkspath ist er vollkommen spaltbar parallel zu den Kernflächen und optisch negativ. Ein von Plücker und Beer untersuchter Krystall verhielt sich paramagnetisch und seine Axe stellte sich von Pol zu Pol, wie die des Eisenspathes. Dasselbe geschah mit den von Knoblauch und Tyndall untersuchten Individuen.

5. Braunerit gehört ebenfalls hierher, indem die Rhomboeder seiner Kernform $107^{0}\,25'$ über den Scheitelkanten und $72^{0}\,35'$ über den Randkanten

messen, und er vollkommen spaltbar parallel zu diesen Flächen ist. Er enthält noch mehr kohlensaures Eisen als der Dolomit und verhält sich nach KNOBLAUCH und TYNDALL im Magnetfeld qualitativ ganz wie dieser.

6. Eisenglanz krystallisirt in einem spitzen, während die vorigen Mineralien in einem stumpfen Rhomboeder krystallisiren. Dasselbe misst nämlich 85° 58′ bis 86° über den Scheitelkanten und 94° über den Randkanten. Doch ist er nur selten deutlich parallel zu den Kernflächen spaltbar. Er besteht aus Eisenoxyd, verunreinigt mit Kiesel und Thon. BEER beobachtete nach PLÜCKER's [11] Mittheilung an ihm eine starke permanente Polarität. KNOBLAUCH und TYNDALL fanden, dass seine Axe sich äusserst kräftig von Pol zu Pol stellt, sodass der in einem Elektromagneten nach Oeffnen des Stromes noch zurückbleibende Magnetismus schon ausreichte, ein Fragment in die angegebene Lage zu richten, wenn seine Dimension nach der Axe auch nur $^1/_{15}$ bis $^1/_{20}$ der darauf senkrechten Abmessung betrug.

7. Beryll hat die regelmässige sechsseitige Säule zur Kernform. Er ist ziemlich vollkommen spaltbar parallel zur Basis *C*, *Fig. 330*, und unvollkommen spaltbar parallel zu den Säulenflächen *S*. Er verhält sich optisch negativ. Im Magnetfeld fanden PLÜCKER und BEER ein Exemplar paramagnetisch, während seine Axe sich bei etwas entfernteren Polen äquatorial stellte. KNOBLAUCH und TYNDALL beobachteten dagegen eine polare Einstellung der Axe. Hingen sie ferner einen regelmässig geschliffenen Würfel in der Richtung der auf einem Flächenpaar senkrechten Axe zwischen den Magnetpolen auf, so fanden sie noch immer ein sehr entschiedenes Einstellungsvermögen derselben, ähnlich wie bei dem oben erwähnten Turmalinwürfel.

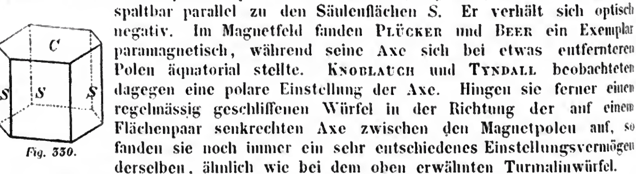


Fig. 330.

8. Arsenikblei hat das Bipyramidaldodekaeder zur Kernform. Die Scheitelkanten schliessen einen Winkel $b = 142°\,7'$ ein, *Fig. 331*. Es wurde von PLÜCKER und BEER diamagnetisch gefunden und seine Axe wurde gegen den Diamagnetismus der Form abgestossen. Das optische Verhalten konnte wegen Mangels an Durchsichtigkeit nicht geprüft werden.

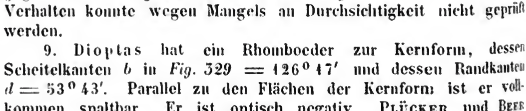


Fig. 331.

9. Dioptas hat ein Rhomboeder zur Kernform, dessen Scheitelkanten b in *Fig. 329* $= 126°\,17'$ und dessen Randkanten $d = 53°\,43'$. Parallel zu den Flächen der Kernform ist er vollkommen spaltbar. Er ist optisch negativ. PLÜCKER und BEER fanden ihn stark magnetisch, und dennoch stellte sich die mit der Krystallaxe zusammenfallende längere Dimension stets äquatorial.

10. Wismuth. Nach G. ROSE [12] krystallisirt das Wismuth als Rhomboeder, dessen Axenwerth $= 1{,}3035$ berechnet wurde. Somit ist das Rhomboeder ein spitzes. Der Winkel in den Seitenkanten d in *Fig. 329* wurde $= 92°\,20{,}3'$ gemessen, wonach der Winkel in den Scheitelkanten $b = 87°\,39{,}7'$ beträgt. Am vollkommensten spaltbar ist das Wismuth senkrecht zur Hauptaxe. Nur weniger vollkommen spaltbar ist es nach den Flächen des ersten spitzern Rhomboeders, welche die Axe in doppelter Entfernung schneiden als die Flächen der Kernform, und eine noch unvollkommenere Spaltbarkeit zeigt es nach den Flächen des ersten stumpferen Rhomboeders, welche die Axe im halben Abstand als jene schneiden. Eine von den ersten beiden Arten von Spaltungsflächen begrenzte Figur weicht nur wenig von einem regelmässigen Oktaeder ab, indem die Winkel $108°\,23'$ und $118°\,33'$ betragen, während die des regelmässigen Oktaeders $= 109°\,28'$ sind. — Wismuthkrystalle erhält man, wenn man mehre Pfunde des Metalles so lange unter Zusatz von Salpeter und bei beständigem Umrühren schmilzt, bis eine

herausgenommene Probe nicht mehr eine indigblaue, violette oder rosae, beim Erkalten verschwindende, sondern eine grüne oder goldgelbe auch nach dem Erkalten fortbestehende Farbe annimmt. Dann lässt man den Tiegel rasch, am besten in feuchtem Sande, erkalten, um ein schichtenweises Ansetzen des erstarrenden Metalles zu vermeiden, während man die Oberfläche durch eine mit angefachten Kohlen gefüllte und auf den Tiegel zu setzende Abdampfschale flüssig erhält. Durch vorsichtiges Sondiren mit einem Glasstab verschafft man sich Kenntniss über das Fortschreiten der Krystallisation, und wenn die Hälfte der Masse erstarrt ist, oder wenn sich auf der Oberfläche derselben eine feste Kruste gebildet hat, schüttet man nach Durchbohrung der letzteren mit einer glühenden Kohle den flüssigen Antheil aus. Die an den Wänden angeschossenen Krystalle erhält man endlich durch Zerschlagen des Tiegels. In der Natur finden sich keine deutlichen Wismuthkrystalle. Die Spaltbarkeit dieser verhält sich aber ebenso wie die der künstlich dargestellten.

Zuerst hatte FARADAY das magnetische Verhalten des krystallisirten Wismuth untersucht. Zu dem, was hierüber schon oben mitgetheilt wurde, mag nur noch Folgendes gesagt werden. Um nachzuweisen, dass die auf der Hauptspaltungsfläche senkrechte Richtung durch die Magnetkraft von Pol zu Pol gestellt werde, und dass nicht etwa den andern Richtungen eine äquatoriale Tendenz zukäme, wurde der Krystall sowohl in der Meridianebene als in der Aequatorialebene gedreht, bis die vorher horizontalen Richtungen mit der Aufhängeaxe zusammenfielen. Im ersten Falle verlor nun der Krystall sein charakteristisches Einstellungsvermögen, im letztern wandte sich aber die Magnekrystallaxe unverändert von Pol zu Pol. Wäre die Kraft eine äquatoriale gewesen, so hätte das Umgekehrte stattfinden müssen, wie sich das u. a. beim Turmalin zeigte (2470). — Die Versuche über die Krystallpolarität des Wismuths gelingen schon mit einem gewöhnlichen Stahlmagneten (2485). Ueberhaupt ist das Wismuth gegen die Magnekrystallkraft so empfindlich, dass sofort ein im Magnetfeld aufgehangener Krystall seine Lage ändert, sobald die Richtung der Magnetaxe durch Annäherung eines permanenten Magneten oder eines Stückchens weichen Eisens geändert wird (2487). — Ferner wurde ein Wismuthkrystall mit seiner Axe horizontal beweglich in einer Torsionswage aufgehangen und bei gleichem Abstand der Magnetpole in Luft, in Wasser und in Eisenvitriollösung geprüft. In jedem der drei Fälle waren fünf Umgänge des Torsionszeigers nöthig, um die Krystallaxe aus der polaren in die äquatoriale Lage zu bringen. Der Versuch würde nicht auffällig sein, wenn die horizontalen Abmessungen des Krystalls gleich gewesen wären, doch fehlen hierüber die Angaben. — Entsprechend der Einstellung im Magnetfelde richtete sich auch ein Wismuthkrystall mit seiner Axe parallel zur Axe einer elektrodynamischen Spirale, wenn er innerhalb einer solchen aufgehangen wurde.

FARADAY hing eine 0,3 Zoll lange und breite und 0,05 Zoll dicke, nach den glänzendsten Flächen abgespaltene Platte in horizontaler Ebene drehbar auf, konnte aber kein Einstellungsvermögen derselben wahrnehmen (2481). Diesen Versuch wiederholte PLÜCKER [13] mit glücklicherem Erfolg. Bei einer Wismuthplatte nämlich mit sehr regelmässigen Spaltungsflächen, auf welchen die andern Spaltungsrichtungen durch Systeme von Linien angedeutet waren, die sich unter beiläufig 120° durchsetzten, zeigte sich, dass eine Richtung dieser Linien, welche besonders vorherrschte, sich äquatorial einzustellen strebte. Die Erscheinung war so, als ob neben der Hauptaxe noch eine zweite vorhanden gewesen wäre, die auf einer zweiten weniger vollkommenen Spaltungsrichtung normal stände.

11. Antimon verhält sich bezüglich der Krystallform nach G. ROSE's Untersuchungen ganz ähnlich wie Wismuth. Die Länge seiner Axe wurde = 1,3068

bestimmt, aus Messungen der Winkel über die Endkanten des Rhomboeders, die 87° 35,3′ betragen. Nach den geraden Endflächen sind die Krystalle sehr vollkommen spaltbar, unvollkommener nach den Flächen des ersten spitzeren Rhomboeders, dessen Flächen im doppelten Abstand von dem der Kernflächen in die Axe einschneiden, und nach dem zweiten sechsseitigen Prisma.

Faraday untersuchte künstliche, analog dem Wismuth dargestellte Krystalle, von 10 bis 20 Gran Gewicht, die sich vollkommen diamagnetisch bewiesen hatten (2509), sowie Platten und Stäbe von verschiedenen Grössen. Alle verhielten sich wie die Wismuthkrystalle, so zwar, dass die Richtung der grössten Spaltbarkeit, wenn sie sich parallel zur Aufhängeaxe befand, senkrecht zur axialen Linie orientirt wurde, abgesehen von der übrigen Gestalt des Körpers. Die Krystalle stellten sich aber nur nach dem Diamagnetismus der Form, wenn jene glänzendste Spaltungsfläche senkrecht zur Aufhängeaxe gebracht wurde. Eine Täuschung kann jedoch bei den Untersuchungen des Antimons leicht eintreten, indem es die oben §. 42, N. IV, S. 557 behandelten Revulsionserscheinungen wegen seiner guten galvanischen Leitungsfähigkeit in hohem Grade zeigt. In Folge dessen bewegen sich die Krystallpräparate bei der ersteren Aufhängeart sehr träge in die ihrer Polarität entsprechende Lage, und bei der zweiten Aufhängeart bleiben sie nach dem Schliessen des magnetisirenden Stromes oder nach einem mechanischen Anstoss bald in einer gewissen Lage stehen. Im letzteren Falle erkennt man jedoch bald, dass diese Lage jede beliebige sein kann. Wie man leicht einsicht, können die Revulsionserscheinungen bei schmalen Objecten nur mit geringerer Intensität auftreten, während die Krystallpolarität dieselbe bleibt. Schmale Präparate zeigen also die letztere ungetrübter.

Diesen Beobachtungen entgegen fanden Plücker und Beer an vollkommen diamagnetischen Antimonkrystallen eine Abstossung der auf der vollkommensten Spaltungsfläche senkrecht stehenden Axe; und zwar wurde diese Axe anscheinend mit derselben Kraft in die äquatoriale Lage getrieben, als die der Wismuthkrystalle in die polare Lage. Sie vermuthen, dass ihrem Antimon so geringe Spuren von Eisen beigemengt gewesen seien, dass diese das diamagnetische Verhalten nicht wesentlich beeinträchtigt hätten, aber nichts destoweniger Verschiedenheiten im magnetischen Krystallverhalten haben hervorbringen können, welche den oben beim Kalkspath angeführten analog seien (obschon die Effecte auf die Axen in beiden Fällen entgegengesetzt sind).

12. Arsenik kann in Krystallen dargestellt werden, wenn man käufliches Arkenikmetall mit einem Zusatz von Kohle in einem Tiegel erhitzt, der nur zur untern Hälfte im Feuer steht, im übrigen aber durch einen Eisenring von dessen directer Wirkung geschützt wird, und auf welchen ein umgekehrter Tiegel mit Thon aufgekittet ist. Das im oberen durch Sublimation abgesetzte Metall ist krystallisirt. Die Form desselben fand G. Rose rhomboedrisch, mit gerader Endfläche, welcher parallel überaus vollkommene Spaltungsflächen gehen. Weniger vollkommen sind sie nach dem stumpfen Rhomboeder $\frac{1}{2} r$ spaltbar. Der Winkel der Endkanten beträgt 85° 4′, woraus der Werth der Hauptaxe = 1,4025 berechnet wurde.

Nach Faraday stellen sich diamagnetische Arsenikkrystalle mit der auf der Hauptspaltungsrichtung senkrechten Axe, genau wie die des Wismuths und Antimons, von Pol zu Pol. Plücker bestätigte zunächst allein [13] und dann mit Beer gemeinschaftlich jene Beobachtung vollkommen, obschon die zu diesen Versuchen benutzten Präparate sich entschieden paramagnetisch verhielten in Folge von beigemischtem Eisen. Es wiederholen sich also auch hier ähnliche Erscheinungen, wie die am eisenhaltigen Kalkspath beobachteten.

13. Eis, dessen Krystallform dem hexagonalen System angehört, welches sich nach Brewster in optischer Hinsicht positiv verhält, und dessen optische Axe bei einer von oben her gefrorenen Wassermasse zur Oberfläche senkrecht steht, wurde von Plücker in magnetischer Beziehung wiederholt untersucht. Aus klaren Platten wurden mit heissem Kupferdrath senkrecht zur Oberfläche stehende Säulen ausgeschnitten von einer den Durchmesser um's Doppelte übertreffenden Länge. Sie stellten sich bei nahen Polen äquatorial, bei einiger Hebung über dieselben mit der Längsrichtung, also der optischen Axe von Pol zu Pol.

14. Quarz. Die Kernform wird von Einigen als Rhomboeder, von Andern als doppelt sechsseitige Pyramide betrachtet. Aus beiden sind die gewöhnlich vorkommenden Formen, namentlich das sechsseitige Prisma mit sechsflächiger Zuspitzung, ableitbar. Bei Festhaltung der ersteren Form ist für die Winkel über den Scheitelkanten $b = 94^0\,24'$ und für die über den Randkanten $d = 85^0\,36'$ gefunden worden. Es verhält sich der Quarz in optischer Hinsicht positiv. Ausser einer unvollkommenen Spaltbarkeit parallel zu den Rhomboederflächen besitzt derselbe noch eine andere, wenn auch noch unvollkommenere Spaltbarkeit parallel zu den Säulenflächen. — Bei seinen ersten Untersuchungen hatte nun Plücker sowohl an einem diamagnetischen, als an einem paramagnetischen Individuum eine Abstossung der Krystallaxe durch den Magnetismus beobachtet. Als jedoch eine aus Bergkrystall geschliffene Kugel sich in Betreff ihrer Krystallaxe indifferent gegen die Magnetkraft verhielt, auch die Abstossung der positiven Axe nicht mit den Beobachtungen an andern positiven Krystallen harmonirte, ingleichen auch in einem andern Fall eine Anziehung beobachtet wurde [14], wiederholte er die Untersuchung dieses Minerals gemeinschaftlich mit Beer. Unter Anwendung ganz besonderer Vorsicht konnte aber selbst bei sehr starker Erregung des Elektromagneten an reinem Bergkrystall keine Wirkung nachgewiesen werden.

Dem entgegen stehen die Beobachtungen von Knoblauch und Tyndall. Sie untersuchten ebenfalls den Quarz, anfangs mit sehr zweifelhaftem Erfolg, doch später nachdem auf Reinigung und Aufhängung besondere Sorgfalt verwandt worden war, mit dem Ergebniss, dass bei 10 Krystallen sich die Axen von den Polen abwandten. „Dabei war ihre Dimension längs der Axe absichtlich verkürzt worden, so dass die äussere Form der Krystalle bei der diamagnetischen Wirkung ihrer Substanz jene Wirkung nicht hervorgebracht haben konnte.“

15. Schwefelsaures Kalium ist dimorph, indem es im rhombischen und im rhomboedrischen System krystallisirt. Von letzterer Form untersuchten Plücker und Beer regelmässige sechsseitige Säulen, die sich als optisch positiv zeigten, welche diamagnetisch waren, und deren Krystallaxe auch dann noch von den Magnetpolen abgestossen wurde, wenn die Säulen zur Platte verkürzt worden waren.

16. Tellur krystallisirt nach G. Rose in spitzen Rhomboedern ähnlich dem Antimon, deren Endkantenwinkel $85^0 — 86^0$ betragen. Die Spaltungsflächen gehen parallel der geraden Endfläche und parallel den Flächen des sechsseitigen Prismas. Letztere sind viel vollkommener als erstere. Faraday untersuchte das magnetische Verhalten an zwei Bruchstücken mit parallelen Spaltungsflächen. Das dabei beobachtete Verhalten glaubt er zum Theil, doch nicht entscheidend für eine Erscheinung der Magnekrystallkraft halten zu können (2544).

17. Titankrystalle aus dem Boden eines Hochofens wurden von Faraday (2536) im Magnetfelde untersucht. Sie enthielten viel Eisen, und nahmen wegen einer beträchtlichen Coercitivkraft permanenten Magnetismus auf, doch in einigen Lagen leichter als in andern, was Faraday ihrer krystallinischen Natur zuzuschreiben geneigt ist. Ueber die Krystallform ist jedoch nichts Näheres angegeben.

18. Osmium-Iridium krystallisirt tafelartig und hat eine doppelt sechsseitige Pyramide oder die sechsseitige Säule zur Grundform. Es ist ziemlich vollkommen spaltbar senkrecht zur Krystallaxe. FARADAY standen kleine Krystalle zu Gebote, von denen die am wenigsten paramagnetischen untersucht wurden, und die Ueberzeugung gewährten, dass sie sich magnekrystallisch verhielten. Die Mittheilungen über die Versuchsergebnisse sind jedoch nicht wohl verständlich.

19. Zinnober in Rhomboedern von 71° 48′ Flächenwinkel über den Scheitelkanten und 108° 12′ über den Randkanten krystallisirend und vollkommen spaltbar nach den prismatischen Abstumpfungsflächen der Randkanten, zeigte FARADAY keine magnetische Axenwirkung, verhielt sich vielmehr einfach diamagnetisch.

III. Krystalle, deren Grundform das Quadratoktaeder oder die quadratische Säule ist.

1. Schwefelsaures Nickel ist trimorph und hat, wenn es zwischen 15° und 20° C. krystallisirt, ein Quadratoktaeder zur Kernform, dessen Scheitelkanten *b* in *Fig.* 332 einen Winkel von 96° 57′ einschliessen und dessen Hauptaxe zu den Nebenaxen im Verhältniss 1 : 0,5246 (RAMMELSBERG [15]) steht. Ausser diesen Oktaederflächen kommen noch stumpfere vor, so wie Prismenflächen, Endflächen u. s. w. Vollkommen spaltbar sind die Krystalle senkrecht zur Hauptaxe, und unvollkommen parallel zu den Prismenflächen. Ein von PLÜCKER und BEER untersuchter prismatischer Krystall zeigte sich optisch negativ und seine Axe wurde von den Magnetpolen abgestossen. Dasselbe fanden KNOBLAUCH und TYNDALL. — Wegen der rhombischen Form des schwefelsauren Nickel vergl. N. IV, 7.

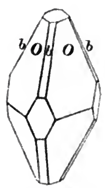


Fig. 332.

2. Molybdänsaures Blei (Gelbbleierz) hat ein Quadratoktaeder zur Grundform, welches über den Scheitelkanten 99° 40′ und über den Randkanten 131° 35′ misst. Es ist parallel zu den Kernflächen ziemlich vollkommen, senkrecht zur Hauptaxe unvollkommen spaltbar. PLÜCKER und BEER untersuchten vierseitige dünne und durchsichtige Tafeln von gelblicher Farbe, und fanden sie in optischer Beziehung negativ. Zwischen nahen Magnetpolen stellten sich die vertical aufgehangenen Tafeln, deren Axen also in horizontaler Ebene schwingen konnten, der diamagnetischen Beschaffenheit entsprechend, äquatorial. Sie wurden aber bei geringer Erhebung über die Pole um 90° gedreht, so dass die Krystallaxe eine Abstossung erfuhr.

3. Vesuvian. Die Kantenwinkel des zu Grunde zu legenden Quadratoktaeders betragen 74° 10′. Die Krystalle sind meist säulenförmig und spaltbar parallel den Säulenflächen, sowie parallel denjenigen Flächen, welche durch die Säulenaxe und die Diagonalen der Basis gelegt werden können. PLÜCKER und BEER fanden eine undurchsichtige an einem Ende zugespitzte Säule stark paramagnetisch, es stellte sich aber die Säulenaxe dieser Beschaffenheit entgegen in die äquatoriale Richtung. BREWSTER hat den Vesuvian optisch negativ gefunden.

4. Arseniksaures Kalium, über dessen Spaltbarkeit die Nachweise fehlen, wurde in wasserhellen quadratischen Säulen mit Zuspitzungsflächen von PLÜCKER und BEER als optisch negativ, jedoch mit sehr schwacher doppelt brechender Kraft befunden. Die diamagnetischen Krystalle äusserten keine Axenwirkung.

5. Zirkon, meist in Säulen oder Pyramiden, hat für letztere einen Kantenwinkel von 84° 20′, und ist parallel zu den Säulen- und Pyramidenflächen unvollkommen spaltbar. Zwei von den vorgenannten Forschern untersuchte an beiden Enden auskrystallisirte Säulen verhielten sich diamagnetisch, wurden aber bei

einiger Erhebung über die Polspitzen mit ihrer Axe angezogen. Optisch verhält sich der Zirkon positiv.

6. Gelbes Blutlaugensalz krystallisirt in einem Quadratoktaeder, dessen Flächen unter 97° 56′ gegen einander geneigt sind. Es ist mit einer zur Hauptaxe senkrecht stehenden Endfläche und mit Abstumpfungsflächen der Gipfelkanten versehen, welche letztere einem stumpferen Oktaeder angehören. Die Krystalle sind vollkommen spaltbar senkrecht zur Hauptaxe und weniger vollkommen parallel zu den ersten Oktaederflächen. Nach Brewster verhält es sich in optischer Beziehung negativ, nach Plücker und Beer positiv. Letztere konnten eine magnetische Axenwirkung auf die diamagnetischen Krystalle nicht nachweisen. Knoblauch und Tyndall beobachteten dagegen eine entschiedene Abstossung der Axe des Krystalls, selbst wenn er rechtwinklich gegen dieselbe viermal länger war, als in dieser Richtung selbst. Eigentlich sprechen sie von einer Abstossung der Mittellinie zwischen beiden optischen Axen, indem sie ihn zu der nachfolgenden Kategorie von Krystallen zählen, gleichwie auch Erstere wiederholt ein doppeltes Ringsystem beobachteten, dieses jedoch von einer Veränderung der Krystalle durch mechanischen Druck herleiteten.

7. Essigsaurer Kupferoxyd-Kalk krystallisirt in achtseitigen Prismen, bestehend aus zwei vierseitigen Prismen (*Fig.* 333), S und S_1, mit Zuspitzungen durch die beiden Oktaeder O und o_1 und Abstumpfung durch die Endfläche C. Das Verhältniss der Hauptaxe zu den Nebenaxen für das Oktaeder O ist 1 : 1,032, indem die Neigung von dessen Flächen 108° 38′ beträgt. Bezüglich der Spaltungsflächen fehlen die Nachweise. In optischer Beziehung verhalten sich die Krystalle positiv; die von Plücker und Beer untersuchten verhielten sich paramagnetisch, während ihre Axe sich im Magnetfelde von Pol zu Pol stellte.

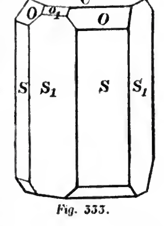


Fig. 333.

8. Uranglimmer. Die Oktaederflächen schliessen einen Winkel von 143° ein. Die Krystalle sind fast immer tafelartig durch Vorwalten der Endfläche, und sind parallel zu derselben; also senkrecht zur Axe höchst vollkommen spaltbar. Ein von Plücker und Beer untersuchter Krystall war vollkommen durchsichtig, bewies sich optisch negativ und zeigte sich im Magnetfelde paramagnetisch. Der Krystall besass eine zurücktretende Höhendimension, und stellte sich, wenn die Axe in horizontaler Ebene schwingen konnte, gegen den Magnetismus der Masse entschieden von Pol zu Pol, ein Verhalten, was daraus erklärt wird, dass der ursprünglich von Eisenoxyd umgebene Krystall auch von diesem mechanisch durchdrungen worden sei, und somit sich verhalten habe, wie die entsprechenden Kalkspath-Arsen- oder Antimonkrystalle.

9. Skapolith, dessen Oktaederflächen einen Winkel von 63° 32′ einschliessen, kommt meist in achtseitigen Prismen, ähnlich *Fig.* 333 vor, mit den durch die Oktaeder O oder O_1 gegebenen Zuspitzungen. Er ist ziemlich vollkommen spaltbar parallel zu den Flächen S_1, unvollkommener parallel zu den Flächen S, und die Spaltungsflächen erscheinen oft wie abgerissen. Zwei sehr verschiedene Individuen wurden von Plücker und Beer untersucht. Das eine zeigte nämlich gar keine Spaltbarkeit, war sehr weich, undurchsichtig, schwarz und paramagnetisch. Eine aus einem vierseitigen Prisma geschnittene „Platte, deren Begrenzungsflächen senkrecht zur Säulenaxe waren, stellte sich bei geringer Erhebung über die Pole, ihrem Magnetismus entgegen, in die äquatoriale Lage; ihre Axe wurde angezogen.“ Das andere Individuum zeigte die regelmässige Spaltbarkeit, war weiss gefärbt, bedeutend hart und diamagnetisch. An demselben konnte aber eine

magnetische Axenwirkung nicht wahrgenommen werden. Ein von Knoblauch und Tyndall untersuchter Skapolith verhielt sich paramagnetisch, und seine Axe stellte sich, ohne dass die äussere Form darauf hätte bedingend einwirken können, von Pol zu Pol.

10. Honigstein. Die Oktaederflächen neigen sich in den Randkanten unter Winkeln von 93° 6′ (nach Andern 93° 1′) und in den Scheitelkanten unter Winkeln von 118° 13′ 50″. Parallel den Kernflächen ist er sehr unvollkommen spaltbar. Plücker und Beer fanden ihn optisch negativ, während seine Axe sich im Magnetfeld von Pol zu Pol stellte bei sonst diamagnetischer Beschaffenheit.

11. Zinnstein. Die Oktaederflächen schliessen einen Winkel von 87° 5′ ein. Ausser diesen Flächen kommen u. a. noch die Prismenflächen S und S_1 in *Fig.* 335 vor, zu denen parallel die Krystalle unvollkommen spaltbar sind. Faraday hat an diamagnetischen Individuen keine Krystallpolarität nachweisen können. — Plücker [14] fand eine Anziehung seiner Axe durch die Magnetpole, und paramagnetische Krystalle zeigten so starke Polarität, dass sie schon durch den Erdmagnetismus gerichtet wurden.

12. Metallisches Zinn, welches ebenfalls im quadratischen System krystallisirt, wurde in der Form von Stücken, die aus Block- und Kornzinn ausgelesen oder auf elektromagnetischem Wege gewonnen waren und ein regelmässiges Gefüge zu besitzen schienen, von Faraday (2538) untersucht, gab jedoch keine Anzeigen von Krystallpolarität.

IV. Krystalle, deren Grundform die gerade rhombische Säule oder das rhombische Oktaeder ist. Während bei den früher betrachteten Krystallen das Einstellungsvermögen nur für eine der vier oder drei krystallographischen Axen ein anderes war, als für die übrigen, werden die Krystalle dieses und der folgenden Systeme nach jeder der drei Axen mit verschiedener Kraft vom Magneten gerichtet. In der geraden rhombischen Säule oder im rhombischen Oktaeder und den davon abgeleiteten Formen stehen die drei Axen senkrecht auf einander. Die Axe der Säule werde mit α, die zur kürzern Diagonale parallele Axe mit $\varkappa$, die zur längern Diagonale parallele mit λ bezeichnet.

Behufs Messung der Kraft, mit welcher diese Axen sich im Magnetfelde einstellen, würde es nun im Allgemeinen am besten sein, wenn man zur Vermeidung des Einflusses der Form, aus den Krystallen Kugeln schliffe und diese nach α, $\varkappa$ und λ aufhinge, oder wenigstens Cylinder, deren Axen mit je einer der drei krystallographischen Axen zusammenfielen. Durch die Methode der Schwingungen liesse sich dann das Einstellungsvermögen für verschiedene Aufhängungen ermitteln. Immerhin würde aber dadurch noch nicht das Einstellungsvermögen der Axen gefunden worden sein, und ebensowenig, ob dieses herrührt von einer überwiegend paramagnetischen Kraft der sich polar richtenden Axe, oder von einer überwiegend diamagnetischen Kraft der sich äquatorial richtenden Axe. Was zunächst den ersten Punkt, das Einstellungsvermögen der Axen überhaupt betrifft, so mag z. B. angenommen werden, dass das von α an sich den kleinsten, das von $\varkappa$ den mittlern und das von λ den grössten Werth habe. Würde dann die Kugel in der Richtung von $\varkappa$ aufgehangen, so würde sie mit grösserer Kraft schwingen, als wenn sie in der Richtung von α aufgehangen würde. Im ersten Falle hat nämlich λ nur das Einstellungsvermögen von α zu überwinden, im letzteren aber das grössere von $\varkappa$. Offenbar lassen sich aber durch drei Aufhängungen nach allen drei Axen drei Werthe ermitteln, aus denen das Verhältniss der Einstellungsvermögen der drei Axen berechnet werden kann, und darauf kommt es nur an.

Doch nur in verhältnissmässig seltenen Fällen ist es möglich, die Versuchsobjecte in Kugelgestalt zu formen. Es genügt vielmehr schon, den Krystallen

nach den verschiedenen Axenrichtungen solche Dimensionen zu geben, dass sie sich in Folge derselben je nach ihrem paramagnetischen oder diamagnetischen Verhalten gerade in die entgegengesetzte Lage begeben würden, als die ist, welche durch die Axenwirkung bedingt wird.

Noch immer bleibt aber ein Zweifel über den Werth der stärksten und schwächsten Axe, jedoch nicht über den der mittleren. Bei einer Aufhängung nach der letzteren stellt sich nämlich eine der beiden erstgenannten Axen äquatorial, die andere polar, und es bleibt somit unentschieden, ob das beobachtete Einstellungsvermögen von einer überwiegenden diamagnetischen Kraft der einen, oder von einer überwiegenden paramagnetischen Kraft der anderen Axe herrührt. Ueberhaupt sind hierbei zweimal zwei Fälle möglich. Es kann nämlich

1. der Krystall paramagnetisch sein, und es kann a. eine seiner Axen sich vorzugsweise äquatorial stellen (wie beim Turmalin) oder b. es kann sich eine seiner Axen vorzugsweise polar stellen (wie beim essigsauren Kupferoxyd-Kalk); es kann aber auch

2. der Krystall diamagnetisch sein und gleichzeitig sich eine seiner Axen a. vorzugsweise äquatorial einstellen (wie beim isländischen Doppelspath), oder b. eine Axe kann sich vorzugsweise polar einstellen (wie beim Wismuth). Um hierüber zu entscheiden, wird (nach Plücker und Beer) ein länglicher oder plattenförmiger Cylinder aus dem Krystall geschnitten, dessen Axe gegen alle drei krystallographischen Hauptaxen eine Neigung besitzt. Vermuthet man den Fall 1. a., so muss der Cylinder länger sein als dick. Wird derselbe alsdann im Magnetfeld senkrecht zur Axe seiner Form aufgehangen, so stellt er sich im Allgemeinen in schiefer Richtung gegen die Kardinalgegenden. Trifft nun die Vermuthung zu, so wird er sich, wie leicht zu sehen ist, bei einer Drehung in der Schlinge des Aufhängefadens und bei immer horizontal gehaltener Cylinderaxe in zwei Lagen gerade äquatorial einstellen, und zwar dann, wenn sich die zu untersuchende Krystallaxe in der Ebene des Aufhängefadens und der Cylinderaxe befindet. Bei einer Drehung des Cylinders in seinem Lager, wird er also zweimal durch die äquatoriale Lage hindurchgehen. Dieses wird um so leichter geschehen, wenn man den Cylinder zur Platte verkürzt, indem dann die Axenwirkung durch das paramagnetische Einstellungsvermögen unterstützt wird. Geht dagegen die Cylinderaxe bei dieser Operation statt durch die äquatoriale, vielmehr durch die polare Richtung zweimal hindurch und geschieht das, wenn die andere der zweifelhaften Axen in die Ebene des Aufhängefadens und der Cylinderaxe fällt, dann ist der Fall 1. b. zu vermuthen. Constatirt würde derselbe, wenn das bezeichnete Verhalten auch dann noch statthat, wenn man den Cylinder zur Platte verkürzt, indem dann das paramagnetische Verhalten durch das polare Einstellungsvermögen der zu untersuchenden Krystallaxe überwogen werden muss. Im erstern Falle ist sonach die äquatorial sich einstellende Axe die stärkste, und die polare die schwächste, im letzteren verhalten sich beide umgekehrt. — Hat man es aber mit einem diamagnetischen Krystall zu thun und will man untersuchen, ob das Einstellungsvermögen der Ebene der grössten und kleinsten Axe herrühre 2. a. von einer überwiegend äquatorialen Kraft der einen oder 2. b. von einer überwiegenden axialen Kraft der andern Axe, so wird man abermals einen Cylinder in der angegebenen Weise aus dem Krystall zu schneiden und im Magnetfeld aufzuhängen haben. Bewegt sich die Axe seiner Gestalt bei einer allmäligen ganzen Drehung des Präparates im Aufhängelager zweimal durch die polare Linie, so geschieht das, wenn sich die polar einstellende Krystallaxe in der Ebene der Cylinderaxe und des Aufhängefadens befindet, und es hat der letztere Fall statt, d. h. die Einstellung rührt her von einer überwiegenden polaren Axenwirkung. Bewegt sich aber die Cylinderaxe zwei-

mal durch die äquatoriale Lage, und findet das auch dann noch statt, wenn der Cylinder zur Platte verkürzt wird, dann hat man es mit dem Fall 2. a. zu thun, es ist dann die äquatoriale Krystallaxe die stärkste, die polare die schwächste.

Hiernach ergeben sich nun die in der folgenden Tabelle zusammengestellten möglichen Fälle für die Einstellung und für die daraus zu folgernden Werthe der drei Krystallaxen; und zwar sind 6 Fälle möglich für ein vorzugsweises äquatoriales und 6 für ein vorzugsweises polares Einstellungsvermögen derselben.

	Bei einer Aufhängung nach					
	α	$\varkappa$	λ	α	$\varkappa$	λ
	stellt sich					
	äquatorial			polar		
1	$\varkappa$	α	α	λ	λ	$\varkappa$
2	λ	α	α	$\varkappa$	λ	$\varkappa$
3	$\varkappa$	α	$\varkappa$	λ	λ	α
4	$\varkappa$	λ	$\varkappa$	λ	α	α
5	λ	λ	α	$\varkappa$	α	$\varkappa$
6	λ	λ	$\varkappa$	$\varkappa$	α	α

Stellen sich die Axen äquatorial, dann mögen die Krystalle magnetisch negative, stellen sie sich aber polar, magnetisch positive genannt werden.

Nach Plücker und Beer sollen sich „alle beobachteten Stellungen dieser Krystalle erklären durch die Annahme, dass in denselben nicht blos eine, sondern zwei Richtungen angezogen oder abgestossen werden, und dass diese Richtungen in einem der drei Hauptschnitte der geraden rhombischen Säule lägen, und ihre Mittellinie mit einer krystallographischen Axe zusammenfiele. In dieser Beziehung hätten also die magnetischen Axen eine Lage gegen die Krystallform, die der der optischen Axen analog sei.“ Doch ist der Beweis für diese Erklärung nicht gegeben. Nähere Bedenken dagegen sollen später, bei Discussion der Krystallpolarität des Kaliumeisencyanit Platz finden.

In optischer Beziehung sind die hierher gehörigen Krystalle zweiaxig, und zwar liegen die beiden optischen Axen aller Farben in einer Ebene, welche mit einer der drei krystallographischen Hauptebenen zusammenfällt, und die Mittellinie zwischen diesen Axen ist identisch mit einer der drei krystallographischen Hauptaxen. Der Axenwinkel für die rothen Strahlen ist entweder kleiner oder grösser als der für die violetten Strahlen. Ein negativer Krystall ist ein solcher, in welchem die Halbirungslinie des von den optischen Axen gebildeten spitzen Winkels mit der Axe der kleinsten Dichtigkeit zusammenfällt. Fällt dagegen diese Halbirungslinie mit der Axe der grössten Dichtigkeit zusammen, dann wird der Krystall ein positiver genannt.

Von den hierher gehörigen Krystallen wurden die folgenden untersucht.

1. Citronensäure. Die Seitenflächen der Säule bilden Winkel von $117^{\circ}30'$ bis $117^{\circ}56'$ miteinander. An den spitzen (wie an den stumpfen) Ecken finden sich verschiedene Abstumpfungsflächen vor, von denen diejenigen unter den ersteren, welche nach Plücker und Beer einen Winkel von $125^{\circ}21'$ (nach Rammelsberg $135^{\circ}51'$), über die Säulenbasis gemessen, einschliessen, zwei vollkommenen Spaltungsrichtungen parallel sind. Eine dritte ebenfalls vollkommene Spaltungsrichtung geht der Ebene durch α und $\varkappa$ parallel. Die Basis der Säule ist die Ebene der beiden optischen Axen, und $\varkappa$ ist die Halbirungslinie ihrer spitzen Winkel. Die Krystalle sind optisch positiv. Die von den genannten Autoren untersuchten Exemplare verhielten sich diamagnetisch und ihre Axen stellten sich

wie eine schief gegen dieselben geschnittene Platte zeigte, gegen den Diamagnetismus äquatorial. Es ist $\varkappa > \lambda > \alpha$, indem geeignete Präparate sich im Magnetfelde nach dem Schema N. 4. der obigen Tabelle einstellten. Es wird also die Mittellinie der optischen Axe am meisten abgestossen, und der optisch negative Krystall ist zugleich auch magnetisch negativ.

2. Arragonit. Die wichtigste der vorkommenden Gestalten ist die der *Fig.* 534. Die Säulenflächen S bilden einen Winkel von 116° 16′. Die spitzen Kanten sind durch die Fläche B fortgenommen, welche $\varkappa$ parallel ist. Die spitzen Ecken sind abgestumpft durch die Flächen D, welche über α gemessen einen Winkel von 108° 27′ einschliessen. Die Krystalle sind parallel zu B sehr deutlich, parallel zu S und D weniger deutlich spaltbar. Die Ebene $\alpha\lambda$ ist die der optischen Axen, welche für Roth und Violett die Winkel 19° 44′ 40″ und 20° 25′ 6″ einschliessen, und α als Mittellinie haben. Im Magnetfelde fanden Plücker und Beer den Arragonit diamagnetisch und negativ, und zwar stellten sich seine Axen nach dem Schema 1 der obigen Tabelle, so dass die Mittellinie der optischen Axen am meisten von den Magnetpolen zurückgestossen wird, indem $\alpha > \varkappa > \lambda$ ist.

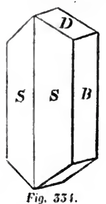


Fig. 534.

3. Seignettesalz stellt in der Regel zwölfseitige Prismen dar, welche mit prismatischen und oktaedrischen Abstumpfungen der Endkanten und Ecken versehen sind. Als Kernform gilt ein Prisma, dessen Seitenflächen bezüglich 100° 30′ und 79° 30′ einschliessen. Spaltungsflächen wurden von Plücker und Beer nicht bemerkt, scheinen auch anderweit nicht beobachtet zu sein. Die optischen Axen liegen in der Ebene $\alpha\varkappa$ und $\varkappa$ ist deren Mittelrichtung. Sie bilden für Roth und Violett die Winkel 76° und 56° miteinander. Die Krystalle sind optisch positiv. — Im Magnetfeld zeigten sie sich stark diamagnetisch, so dass die magnetische Axenwirkung erst bei beträchtlicher Erhebung der zu prüfenden Präparate über die Polspitzen hervortrat. Dabei verhielten sie sich positiv und sonach bei polarer Einstellung der Axen nach dem Schema 3. der obigen Tabelle. Es wird also λ (sonach nicht die Mittellinie der optischen Axen) vorzugsweise von den Magnetpolen angezogen, und zwar ist $\lambda > \alpha > \varkappa$.

4. Anhydrit. Die gewöhnlich vorkommende Gestalt einer geraden rechtwinklichen Säule ist eine Form von einer rhombischen Säule, deren Flächen die Winkel von 91° 10′ und 88° 50′ einschliessen, indem die Flächen der ersteren auf den Axen $\varkappa$ und λ senkrecht stehen. Parallel den Flächen der rechtwinklichen Säule sind die Krystalle vollkommen spaltbar, weniger vollkommen parallel zu deren Basis. Die Ebene der optischen Axen fällt in die Ebene von λ und α, sie machen einen Winkel von 43° 32′, und α ist ihre Mittellinie. Die Krystalle sind optisch positiv. Plücker und Beer fanden sie stark diamagnetisch und in magnetischer Hinsicht negativ. Ihre Axenwirkung war nach dem Schema N. 6. gestaltet, und da somit $\lambda > \varkappa > \alpha$, wurde λ am meisten von den Magnetpolen zurückgestossen.

5. Topas. Die Seitenflächen der rhombischen Säule schliessen einen Winkel von 124° 19′ ein. Die Krystalle haben parallel zur Basis vollkommene und nach mehren andern Richtungen spurenweise Spaltbarkeit. In optischer Hinsicht ist der Topas positiv, und seine Axen, welche für die fraunhofer'schen Linien B und H die Winkel 55° 51′ einschliessen, liegen in der Ebene $\varkappa$ und α, so dass α die Mittellinie zwischen denselben bildet. Ein von Plücker und Beer untersuchtes diamagnetisches Individuum zeigte keine Axenwirkung. Ein früher von Plücker allein (* Pogg. Ann. Bd. 72, S. 315, N. 32; auch Bd. 77, S. 447) untersuchter Krystall stellte sich so, dass die Mittellinie äquatorial gerichtet wurde. Doch wird in

Folge der spätern negativen Ergebnisse dieses Verhalten beigemischtem Eisen zugeschrieben.

KNOBLAUCH und TYNDALL untersuchten sieben Topase, nachdem sie dieselben anhaltend in Salzsäure gekocht und anderweit gereinigt hatten, und fanden, dass sie sich bei diamagnetischer Beschaffenheit mit α stets von Pol zu Pol stellten, selbst wenn ihre Ausdehnung nach dieser Richtung die nach der darauf senkrechten um das $1\frac{1}{2}$fache übertraf. Hiermit in Uebereinstimmung stellte sich ein aus Topas geschnittener Würfel, der parallel zur Hauptspaltungsrichtung aufgehangen wurde, mit dieser Richtung parallel zur äquatorialen Ebene.

6. **Staurolith.** Die Säulenflächen schliessen Winkel von $129^0\,20'$ und dessen Complement ein. Er ist vollkommen spaltbar parallel zur Ebene $\alpha\varkappa$ und sehr unvollkommen parallel zu den Säulenflächen. Er ist optisch positiv, seine optischen Axen schliessen einen Winkel von etwa 85^0 ein, wobei der für die rothen Strahlen grösser ist, als der für die violetten. Die Mittellinie dieser Axen ist α und ihre Ebene die von α und λ. Aeltere Versuche PLÜCKER's (* Pogg. Ann. 72. 315. N. 40) können, gegenüber den späteren Untersuchungen von PLÜCKER und BEER übergangen werden. Diesen zufolge wurde der Staurolith paramagnetisch und magnetisch positiv befunden, und es stellte sich λ mit der grössten, α mit der geringsten Kraft polar, nach dem Schema 1. der obigen Tabelle, und in Uebereinstimmung mit jenen älteren, jedoch anders gedeuteten Versuchen.

7. **Schwefelsaures Nickel** krystallisirt bei einer Temperatur unter 15^0 C im rhombischen System (vgl. oben N. III. 1). Hier ist es mit schwefelsaurem Zink, schwefelsaurem Magnesium und chromsaurem Magnesium isomorph. Die Grundgestalt ist eine von der quadratischen wenig abweichende rhombische Säule, indem deren Flächen $90^0\,34'$ bis $90^0\,39'$ und deren Complement einschliessen. (Für Zinkvitriol wurde $91^0\,7'$ beobachtet.) Alle genannten Körper sind vollkommen spaltbar parallel zur Fläche der α und $\varkappa$. Bittersalz ist ausserdem unvollkommen spaltbar parallel zu Oktaederflächen, welche über α gemessen $120^0\,4'$ einschliessen und λ parallel liegen, und Nickelvitriol besitzt eine Spaltbarkeit parallel zu den Prismenflächen. Die Ebene der optischen Axen ist in allen diesen Krystallen die Basis $\lambda\varkappa$ und λ ist ihre Mittellinie. In allen liegen die Axen für violette Strahlen derselben näher als die für die rothen. Die Winkel der optischen Axen betragen für

schwefelsaures Nickel	$42^0\ \ 4'$
schwefelsaures Zink	$44^0\ 28'$
schwefelsaures Magnesium	$37^0\ 24'$

und für chromsaures Magnesium nahe ebensoviel wie für schwefelsaures. Alle wurden von PLÜCKER und BEER als optisch negativ erkannt.

Anlangend die Prüfung im Magnetfeld, so verhielt sich das schwefelsaure Nickel paramagnetisch und positiv und stellte sich nach Art von N. 5. in obiger Tabelle, so dass $\varkappa > \alpha > \lambda$, also $\varkappa$ sich mit der grössten Kraft axial richtete.

8. **Schwefelsaures Zink** fanden PLÜCKER und BEER diamagnetisch und positiv. Die Axen wurden nach Art der ersten Nummer in obiger Tabelle polar gestellt, so dass $\lambda > \varkappa > \alpha$, also die Mittellinie des optisch negativen und magnetisch positiven Krystalles am meisten angezogen wurde. Dieselbe Einstellung bemerkten auch KNOBLAUCH und TYNDALL, als sie einen Krystall in der Richtung der Säulenaxe aufhingen.

9. **Schwefelsaures Magnesium** stellte sich nach α und $\varkappa$ aufgehängt mit λ axial, aber nach λ aufgehängt, konnten PLÜCKER und BEER keine Axenwirkung nachweisen. Sonach fiele die magnetische Axe in die längere Diagonale

der Säulenbasis. Knoblauch und Tyndall fanden dasselbe Verhalten wie beim schwefelsauren Zink.

10. Chromsaures Magnesium zeigte, von Plücker und Beer geprüft, keine magnetische Axenwirkung.

11. Pinit, ebenfalls dem rhombischen System angehörig, und unvollkommen spaltbar parallel zur Basis der Säule, war Plücker in einem undurchsichtigen bräunlichen Exemplar zugänglich, entzog sich aber weiterer Untersuchung, indem er, gleich einem kleinen Saphirkrystall und einer Turmalinplatte, sich polar magnetisch erwies.

12. Brookit, der in einer rhombischen Säule von $99^{\circ}50'$ Flächenwinkel krystallisirt, und welcher parallel zur Ebene der $\varkappa\alpha$ spaltbar ist, zeigte Faraday keine Axenwirkung (2545). Ebensowenig war das der Fall bei

13. Schwefelkupfer, welches als Kupferglanz meist in tafelartigen dicken rhombischen Krystallen vorkommt, mit einem Flächenwinkel von $119^{\circ}35'$, und parallel zu den Prismenflächen unvollkommen spaltbar ist.

14. Dichroit krystallisirt wie Pinit (11.), nur ist er parallel der Ebene der $\varkappa\alpha$ ziemlich vollkommen und parallel zu den Säulenflächen spurenweise spaltbar. Knoblauch und Tyndall liessen einen daraus geschnittenen Würfel mit der Mittellinie der optischen Axen im Magnetfeld horizontal schwingen, und fanden, dass sich dieselbe von Pol zu Pol richtete. In optischer Beziehung ist der Dichroit negativ.

15. Schwerspath. Die Flächen der rhombischen Säule sind durch den Winkel $101^{\circ}40'$ bestimmt. Er ist parallel zur Basis vollkommen, parallel zu den Prismenflächen etwas weniger, und parallel zur Fläche der $\varkappa\alpha$ spurenweise spaltbar. Die beiden optischen Axen liegen in der Ebene der $\lambda\alpha$ und ihre Mittellinie ist α. Der Schwerspath ist optisch positiv. In der Form, in welcher ihn die erstgenannten Spaltungsrichtungen darstellen, wurde er von Knoblauch und Tyndall untersucht mittelst verschiedener Aufhängungen im Magnetfelde. Er bewies sich diamagnetisch und stellte sich

aufgehangen nach	λ	$\varkappa$	α
axial mit	α	λ	λ
äquatorial mit	$\varkappa$	α	$\varkappa$.

Da sie aber keine directen Versuche darüber anstellten, ob sich die Axen vorzugsweise äquatorial oder axial einstellen, so bleibt es unentschieden, ob der Schwerspath magnetisch negativ oder positiv sei, und ob sonach

wenn er positiv $\lambda > \alpha > \varkappa$
wenn er aber negativ $\varkappa > \alpha > \lambda$

sei. Sie entschieden sich für die letztere Alternative, freilich aus dem unzureichenden Grunde: weil der Schwerspath an sich diamagnetisch sei, komme es nur darauf an, ob eine Axe stärker oder schwächer von den Polen zurückgestossen werde.

16. Cölestin verhält sich in Bezug auf Krystallgestalt und Spaltbarkeit ganz wie der Schwerspath, nur wird der etwas grössere Flächenwinkel von $104^{\circ}0'$ angegeben. Nach Knoblauch und Tyndall verhält er sich auch in optischer und magnetischer Beziehung dem Schwerspath gleich.

17. Kalisalpeter verhält sich in krystallographischer Beziehung ähnlich dem Arragonit, nur dass in den gewöhnlichen Fällen noch die Oktaederflächen o der *Fig. 335* hinzukommen. Die Säulenflächen S schliessen Winkel von $119^{\circ}24'$ ein,

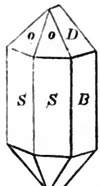


Fig. 335.

und B ist sonach parallel zur Ebene der $\varkappa\alpha$. Dieser Ebene, so wie den Säulenflächen S parallel ist der Salpeter unvollkommen spaltbar. Ueber sein magnetisches Verhalten findet sich bei Knoblauch und Tyndall nur die Angabe vor, dass sich seine Säulenaxe α (welche gleichzeitig die Mittellinie der optischen Axe des negativen Krystalls ist) gegen den Diamagnetismus der Gestalt äquatorial stelle.

V. Krystalle, die zum klinorhombischen System gehören. Als Kernform nimmt man ein rhombisches Oktaeder oder ein rhombisches Prisma an, deren nicht in die rhombische Basis fallende Axe α gegen diese eine gewisse Neigung hat, und entweder gegen die kürzere Diagonale $\varkappa$ oder gegen die längere λ der Basis gerichtet ist. Die Ebene der Axe und derjenigen Diagonale, mit welcher sie den kleinsten Winkel bildet, ist die symmetrische Ebene und eine Normale zu derselben die Orthodiagonale. Die optischen Axen dieser Krystalle liegen nun entweder in der symmetrischen Ebene (sodass die Orthodiagonale die Axe der mittlern Dichtigkeit ist, und die Axen der grössten und kleinsten Dichtigkeit in der symmetrischen Ebene liegen), oder sie liegen in einer auf der symmetrischen senkrechten Ebene (sodass die Axe der mittleren Dichtigkeit in die symmetrische Ebene fällt). Hiernach sind somit zwei Gruppen zu unterscheiden. Während bei den Krystallen des vorigen Systemes die Mittellinien für die optischen Axen aller Farben zusammenfielen, haben hier dieselben eine verschiedene Richtung gegeneinander, so jedoch, dass alle sich unter die obigen beiden Kategorien zusammenfassen lassen.

a. Krystalle, deren optische Axen in der symmetrischen Ebene liegen.

1. Schwefelsaures Eisenoxydul. Die einfachste der vielen vorkommenden Gestalten ist die der *Fig. 336*, der Winkel der Säulenflächen S beträgt je nach den verschiedenen Beobachtern 97° 24′ bis 97° 40′. Die symmetrische Ebene *defg* geht durch die spitzen Winkel der Basis C, und die Neigung *edg* der Axe gegen letztere beträgt 75° 40′. Der Eisenvitriol ist vollkommen spaltbar parallel zur Basis C und unvollkommen zu den Flächen S.

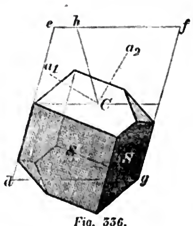


Fig. 336.

Faraday hing Krystalle nach α auf und fand, dass sie sich dann mit λ schwach axial stellten. Wurden sie jedoch senkrecht zu α aufgehangen, so stellten sie sich mit der Magnekrystallaxe, welche Faraday als auf der Hauptspaltungsrichtung senkrecht stehend erachtete, so kräftig von Pol zu Pol, dass sogar eine dreimal grössere Querdimension dieses paramagnetischen Körpers durch die Krystallkraft überwunden wurde (2546). Später beobachtete er jedoch einige Unregelmässigkeiten im Einstellungsvermögen, die er herleitete von einem Conflict der Krystallpolarität mit der gewöhnlichen Magnetkraft.

Aeltere Versuche Plücker's [13] hatten zu keinem Ergebniss geführt. In Gemeinschaft mit Beer wurde der Eisenvitriol in der herkömmlichen Weise einer abermaligen Prüfung unterworfen. Es zeigte sich, dass nicht die Normale zur Hauptspaltungsrichtung, sondern die nur wenig davon abweichende, auf optischem Wege ermittelte Axe der kleinsten Dichtigkeit (grössten Elasticität) sich, wenn sie horizontal schwingend aufgehangen wird, von Pol zu Pol stellt. Diese Axe fanden sie aber folgendermassen: Die optischen Axen der Ringsysteme Ca_1 und Ca_2 stehen nämlich im Eisenvitriol rechtwinklich aufeinander, und da sie in der symmetrischen Ebene liegen, befinden sich auch in dieser die Axen der grössten

und kleinsten Dichtigkeit, die ebenfalls rechtwinklich zu einander stehen. Letztere können jedoch, da hier beide mit den Axen der Ringsysteme Winkel von 45° bilden, nicht unmittelbar von einander unterschieden werden. Durch Vergleichung einer zu einem der Ringsysteme senkrechten Eisenvitriolplatte mit einer Salpeterplatte, unter Anwendung des Polarisationsapparates und einer unter beiden gedrehten Gypsplatte zeigte sich aber, dass die der Normalen zur Hauptspaltungsfläche zunächst liegende Axe, also *Ch* die Axe der geringsten Dichtigkeit (grössten Elasticität) ist. Diese ist gegen die Hauptspaltungsfläche um etwa 75° geneigt, also um ebensoviel, jedoch nach der andern Seite, wie die krystallographische Axe a.

Wurde nun eine parallel zu *C* geschliffene Platte an ihrer Peripherie im Magnetfeld so aufgehangen, dass die symmetrische Ebene vertical war, so stellte sich die Normale zur Platte von Pol zu Pol. Wurde aber die Aufhängestelle um 90° verändert, so dass die symmetrische Ebene horizontal zu liegen kam, dann wich die Normale zur Platte um etwa 15° von der polaren Richtung ab, in Uebereinstimmung damit, dass die Linie *Ch* stets die polare Lage annahm. Sonach ist die Axe der geringsten Dichtigkeit (grössten Elasticität) die magnetische Axe des Eisenvitriols, und diese wird angezogen.

2. Bernsteinsäure wird von Rammelsberg dem rhombischen System zugezählt. Plücker und Beer bezeichnen sie nach dem optischen Verhalten als klinorhombisch, jedoch dem rhombischen System sehr nahe kommend. Die Prismenflächen neigen sich unter 58° (nach Rammelsberg 59° 42′) gegeneinander. Die Krystalle sind parallel zu $\varkappa$ vollkommen spaltbar. Das optische Verhalten konnte nicht vollständig untersucht werden, wegen zu geringer Dicke der tafelförmigen Krystalle. Die beiden optischen Axen sollen nach Brewster senkrecht aufeinander stehen, und da die eine derselben senkrecht auf der Tafel stand, musste die andere in deren Ebene fallen, es mussten also die beiden Axen grösster und geringster Dichtigkeit gegen die Platten um 45° geneigt sein. Beide wurden in ähnlicher Weise wie beim Eisenvitriol von einander unterschieden. Ebenso wurde erkannt, dass die symmetrische Ebene durch $\varkappa$ geht. Die Krystalle verhielten sich stark diamagnetisch. Bei einer Aufhängung nach a stellte sich $\varkappa$, also auch die Ebene der optischen Axen äquatorial, ebenso a bei einer Aufhängung nach $\varkappa$. Wurde jedoch nach λ aufgehangen, so stellte sich die Ebene der Platte um etwa 45° schief gegen beide Kardinalrichtungen, und zwar so, dass die Axe der kleinsten Dichtigkeit (grössten Elasticität) äquatorial lag. Wurde die Platte zwischen $\varkappa$ und λ aufgehangen, so war ihr Winkel gegen die äquatoriale Richtung kleiner als 45°, und somit wurde geschlossen, dass die magnetische Axe der Bernsteinsäure mit der Axe der kleinsten Dichtigkeit (grössten Elasticität) zusammenfällt und abgestossen wird.

3. Kaliumeisencyanid. Die krystallographische Natur desselben ist streitig. Schabus zählt es zum rhombischen, Kopp und Rammelsberg zum klinorhombischen System. Die Prismenflächen schliessen 103° 56′ und 76° 4′ ein, und im letzteren Falle würde die Säulenaxe mit der Basis einen Winkel von 72° 27′ bilden. Für die erstere Ansicht spricht, dass Plücker und Beer das optische Verhalten ganz wie das der rhombischen Krystalle fanden. Die optischen Axen bilden einen Winkel von 19° 24′, die Mittellinie für alle Farben ist dieselbe und fällt mit der Säulenaxe a zusammen. Ihre Ebene ist die der $a\lambda$, welche sonach auch die symmetrische Ebene bei letzterer Annahme wäre. Die Krystalle sind optisch positiv. — Die starke Axenwirkung des rothen Blutlaugensalzes hatte früher seine entschieden magnetische Natur (vergl. §. 42, N. 1, S. 555) verkennen lassen. Eine längliche Säule richtet sich nämlich bei jeder Aufhängung senkrecht zu a

stets mit α äquatorial, jedoch mit verschiedenen Kräften. Diese verhielten sich durch die Schwingungszahlen gemessen, bei einer Aufhängung nach λ und nach $\varkappa$ wie 1 : 1,41. Wird die Säule dagegen nach α aufgehangen, so richtet sie sich mit λ äquatorial. Eine schief gegen die Axe geschnittene Säule, an verschiedenen Stellen der Peripherie aufgehangen, zeigt, dass die Krystalle negativ sind, also der zweiten Kategorie in der Tabelle auf Seite 620 zuzuzählen sind. Bei der Annahme von blos 2 magnetischen Axen müsste sonach mit PLÜCKER und BEER geschlossen werden, dass „beide magnetische Axen die Säulenaxe zur Mittellinie haben und in einer Ebene liegen, die auf der symmetrischen Ebene senkrecht steht, und demnach durch die stumpfen Kanten der Säule geht". Diese Ebene wird nämlich, wenn sie vertical schwingen kann, stärker abgestossen, als wenn sie horizontal schwingt, da sich im ersten Falle die Wirkungen beider magnetischer Axen addiren, im letzten theilweise subtrahiren. Wäre aber jene Annahme zutreffend, dann müsste bei einer Aufhängung nach α die Ebene der beiden magnetischen Axen, welche ja keine andere ist als die Ebene der $\alpha\varkappa$, und mit ihr auch $\varkappa$ äquatorial gerichtet werden. Es müsste sonach das Schema für das Kaliumeisencyanid dasselbe sein, wie das für den Arragonit, mit dem es überhaupt viele Aehnlichkeit hat, nämlich das von N. 1 in der obigen Tabelle. Das ist aber nicht der Fall.

4. Diopsid, Augit. Behufs leichterer Orientirung in den von PLÜCKER und BEER untersuchten Krystallen diene die *Fig.* 337. Es stellt $defg$ die symmetrische Ebene des schiefen rhombischen Prismas der Kernform für Diopsid dar, deren Säulenflächen einen Winkel von 92° 54′ einschliessen, deren lange Diagonale λ die Linie dg ist, und deren Axe gegen die Basis um einen Winkel $edg = 74° 1'$ geneigt ist. Bei allen untersuchten Individuen, waren die Kanten durch Flächen r und r' ersetzt, welche die Flächen der Kernform verschwinden liessen und die den Hauptschnitten $\alpha\varkappa$ und $\alpha\lambda$ parallel lagen. Von diesen herrschten jedoch die Flächen r gegen die r' vor, so dass ein schiefes rechtwinkliches Prisma entstanden war, wie das der Figur. Die Krystalle waren Zwillinge, deren gemeinschaftliche Fläche $\alpha\varkappa$ parallel ist, und die durch uvw angedeutet wird.

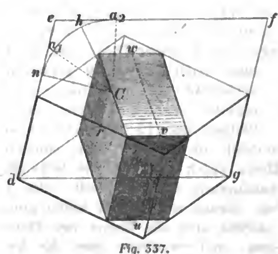


Fig. 337.

Auf krystallographischem und auf optischem Wege wurde ermittelt, dass beide Theile so gegeneinander liegen, als ob ein einfacher Krystall in uvw durchgeschnitten sei und eine der dadurch erhaltenen Hälften in der auf die Trennungsebene senkrechten Axe um 180° gedreht worden wäre. Der Diopsid ist mehr oder weniger vollkommen spaltbar parallel zu den Prismenflächen der Kernform, und in geringerem Grade parallel zu der Ebene $\alpha\lambda$ und $\alpha\varkappa$. Wird eines der Individuen von einem Zwilling fortgenommen, so zeigt sich im andern ein Ringsystem durch die Flächen r und das andere durch Flächen, die senkrecht gegen die krystallographische Hauptaxe angeschliffen wurden. Die beiden optischen Axen Ca_1 und Ca_2 liegen in der symmetrischen Ebene und machen einen Winkel $a_1 Ca_2 = 58° 56'$ mit einander, und mit einer Normalen Cn zur Ebene r die Winkel $a_1 Cn = 21° 38'$ und $a_2 Cn = 80° 34'$. Der Diopsid ist optisch positiv, also ist die Mittellinie Ch die Axe der grössten Dichtigkeit (kleinste Elasticität), und diese bildet mit der Normale Cn den Winkel $hCn = 51° 6'$.

Die untersuchten Krystalle verhielten sich paramagnetisch. Ein von seinem Zwilling befreiter einfacher Krystall verhielt sich in magnetischer Beziehung negativ

Bei einer Aufhängung nach der langen Diagonale λ stellte sich die, sonach verticale, symmetrische Ebene äquatorial. Sie stellte sich ebenfalls äquatorial, wenn der Krystall nach *a* aufgehangen wurde. Wurde aber der Krystall nach *x* aufgehangen, so dass die symmetrische Ebene mit der horizontalen Schwingungsebene zusammenfiel und *r* vertical stand, so nahm er eine schiefe Stellung an. Das Perpendikel *nl* nahm dann gegen die äquatoriale Richtung einen Winkel von 46° bis 47° ein, und zwar nach dem einen oder nach dem andern Pole hin, je nachdem der Krystall an dem Vorderende oder an dem Hinterende von *x* aufgehangen wurde. Die Stellung war immer derart, dass *Ch*, die Axe der geringsten Dichtigkeit nahezu die Richtung von Pol zu Pol einnahm, also die Axe der grössten Dichtigkeit sich nahezu äquatorial orientirte.

Wie der Diopsid verhielt sich auch der krystallographisch gleichwerthige Augit, nur dass sich der letztere noch stärker paramagnetisch zeigte. Es wurde schon früher [14] auf die permanente Polarität aufmerksam gemacht, welche der Augit zwischen kräftigen Magnetpolen annimmt, so dass er in jeder Lage verharrt, wenn er nur eine Weile in derselben festgehalten wird, und dann fern von dem Magnete sich schon infolge des Erdmagnetismus einstellt. Wegen dieses Umstandes ist es nöthig, bei Versuchen über dessen Krystallpolarität besondere Vorsicht anzuwenden.

Der Diopsid wurde von Plücker [4] zuerst als optisch positiv bezeichnet, dann [11] unter die negativen Krystalle gezählt, endlich wurde aber seine positive Natur von ihm in Gemeinschaft mit Beer [7] erkannt, und es wurden die aus dem Zwillingsvorkommen hergeleiteten Gründe des Anscheins vom Gegentheil nachgewiesen. In Wahrheit hielten ihn Dove [16], sowie Knoblauch und Tyndall [8] für negativ. Letztere fanden durch Untersuchung eines Würfels aus Diopsid in Uebereinstimmung mit Obigem, dass seine optischen Axen sich von den Magnetpolen entfernten.

5. Essigsaures Kupfer. Der spitze Winkel zwischen den Säulenflächen beträgt 72° (nach Brooke und Bernhardi), der Neigungswinkel der Axe gegen die Basis 63° (nach Rammelsberg 62° 57′), die Krystalle sind spaltbar parallel zur Basis und parallel zu den Prismenflächen (Rammelsberg), und ihre symmetrische Ebene ist die Ebene der λ*a*. — In optischer Beziehung ist zunächst die Dichromasie bemerkenswerth. Die optischen Axen bilden einen Winkel von etwa 15° und ihre Mittellinie steht nahezu auf der Basis senkrecht. Es ist optisch positiv. — Im Magnetfelde zeigt es sich stark paramagnetisch, und magnetisch negativ. Nach *a* und *x* aufgehängt, stellte sich λ und, nach λ aufgehängt, stellte sich *x* äquatorial, es ist also $\lambda > x > a$.

6. Essigsaures Blei. Der spitze Winkel zwischen den Säulenflächen beträgt 52°, der Neigungswinkel der Axe gegen die Basis 70° 28′ (nach Kopp, 70° 12′ nach Rammelsberg). Die Krystalle sind spaltbar parallel zur Ebene der *xa* * und parallel zur Basis, und ihre symmetrische Ebene geht durch λ und *a*. — Das essigsaure Blei fanden Plücker und Beer optisch positiv (gegen Herschel's Angabe). Die optischen Axen stehen nahezu senkrecht auf den Spaltungsflächen und bilden einen Winkel = 70° 25′. Die Mittellinie der Axen ist für alle Farben nahezu dieselbe, ähnlich wie beim rhombischen System. — Im Magnetfelde verhielt sich das essigsaure Blei diamagnetisch, und negativ, indem eine schief gegen die symmetrische Ebene geschnittene Säule mit ihrer Axe horizontal aufgehangen und um dieselbe im Aufhängelager gedreht, durch die äquatoriale Lage hindurchging. Wurde ein Krystall von geeigneter Gestalt nach der Richtung von *x* aufgehangen, wobei also die symmetrische Ebene horizontal war, so stellte sich die

* Nach der von Rammelsberg gegebenen Beschreibung würde die Spaltbarkeit zur Ebene λ*a* parallel gehen.

Halbirungsebene der stumpfen Winkel zwischen Basis und stumpfer Säulenkante r, in welche die Axe der grössten Dichtigkeit (kleinsten Elasticität) fällt, entschieden von Pol zu Pol, also die Axe der geringsten Dichtigkeit äquatorial. Bei einer Aufhängung nach λ, so dass die Basis der Grundform vertical war, stellte sich der Krystall in grösserer Entfernung von den Polspitzen mit der symmetrischen Ebene, also auch mit α äquatorial. Bei einer Aufhängung nach α endlich stellte sich λ äquatorial, doch nur mit sehr geringer Kraft.

b. Krystalle, deren optische Axen in einer Ebene liegen, die auf der symmetrischen Ebene senkrecht steht.

1. Unterschwefligsaures Natrium. Der spitze Winkel zwischen den Säulenflächen beträgt 35° 36′ (37° 36′ nach Rammelsberg), der Neigungswinkel der Axe gegen die Basis 76° 2′. Ueber die Spaltbarkeit fehlen die Nachweise. Die symmetrische Ebene geht durch die $\varkappa\alpha$, und ihr parallel finden sich Ebenen vor, welche die scharfen Kanten abstumpfen. — Die Krystalle sind optisch positiv. Die Mittellinie ihrer optischen Axen steht senkrecht auf der symmetrischen Ebene, und diese bilden für alle Farben einen Winkel von nahe 80°. Die Ebene derselben bildet mit der Basis des Krystalles einen Winkel von 31°. — Das unterschwefligsaure Natrium ist stark diamagnetisch. Eine senkrecht gegen die symmetrische Ebene und schief gegen die Axe geschliffene Platte, an verschiedenen Stellen ihrer Peripherie im Magnetfeld aufgehangen, zeigte, dass die Krystalle magnetisch positiv seien. Die Krystalle, in schicklicher Form aufgehangen nach α, stellten sich mit $\varkappa$, nach $\varkappa$ mit α, und nach λ ebenfalls mit α axial. Sonach ist $\alpha > \varkappa > \lambda$, es wird also von allen Richtungen α am stärksten von den Magnetpolen angezogen. Bei der Annahme von zwei magnetischen Axen, würden dieselben in der symmetrischen Ebene liegen, angezogen werden und die Säulenaxe als Mittellinie haben.

2. Borax. In *Fig. 558* stelle *defg* die symmetrische Ebene der Krystalle dar, welche durch die Ebene der $\lambda = dg$ und $\alpha = de$ geht. Der Winkel $\alpha\lambda$ zwischen Axe und Basis beträgt 73° 25′ und die Winkel zwischen den Säulenflächen betragen 87° und dessen Complement. Die symmetrische Ebene ist die der vollkommneren Spaltbarkeit, nach den Prismenflächen ist das Salz weniger vollkommen spaltbar. — In optischer Hinsicht ist der Borax von Plücker und Beer, sowie von Knoblauch und Tyndall gegen frühere Angaben negativ befunden worden. Die Mittellinie seiner optischen Axen steht auf der Ebene der vollkommneren Spaltbarkeit *defg* senkrecht, ist also die Axe der geringsten Dichtigkeit (grössten Elasticität). Die Ebene der optischen Axen *dl* macht mit der Basis einen Winkel *ldg* etwa = 18°,5 (einen kleinern für rothe, einen grössern für violette Strahlen) und sonach mit der Säulenaxe einen Winkel *lde* etwa = 55°, sodass also *dl* die Axe der grössten Dichtigkeit (kleinsten Elasticität) und die dazu Senkrechte *lm* die Axe der mittlern Dichtigkeit ist. — Borax ist diamagnetisch. Eine Platte, parallel zu *defg* horizontal aufgehangen, stellte sich mit *dl*, und nach *lm* aufgehangen ebenfalls mit *dl*, also mit der Axe der grössten Dichtigkeit gegen den Diamagnetismus der Form axial. Wurde sie aber nach *dl* aufgehangen, oder wurde eine auf *defg* senkrechte Säule nach *dl* aufgehangen, und bei beständiger Verkürzung geprüft, bis sie endlich der vorigen Platte gleich geworden war, so ergab sich nach der Richtung der mittlern Dichtigkeit *lm* gar keine Axenwirkung. Hieraus, sowie aus Aufhängungen einer schief gegen die Axen geschnittenen Platte zeigte sich, dass Borax in magnetischer Hinsicht positiv

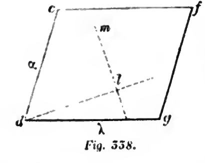


Fig. 558.

ist, und dass die Richtung der grössten Dichtigkeit (kleinsten Elasticität) vorzugsweise sich polar stellt.

Knoblauch und Tyndall, welche den Unterschied zwischen magnetisch positiven und negativen Krystallen nicht festhielten, leiteten dasselbe Versuchsergebniss davon her, dass sich die Mittellinie der optischen Axen äquatorial stelle.

3. Essigsaures Natrium. Der spitze Kantenwinkel der Säule beträgt 84°,5, der Neigungswinkel der Axe gegen die Basis 68° 16′ = *edy* der *Fig. 338.* Die symmetrische Ebene *defy* ist die Ebene der λu. Die Spaltungsrichtungen sind den Prismenflächen und der Basis parallel. — Die Krystalle sind optisch negativ. Eine verschiedene Lage der optischen Axen für verschiedene Farben wurde nicht beobachtet. Ihre Ebene macht mit der Basis einen Winkel *ldg* = 11° 9′ und mit der Axe einen Winkel *lde* = 57° 7′ und untereinander schliessen die optischen Axen einen Winkel von 62° 50′ ein. Die Mittellinie zwischen denselben, also die Axe der geringsten Dichtigkeit (grössten Elasticität) fällt in die symmetrische Ebene, ist also *dl*. — Das Salz ist stark diamagnetisch. Aufgehangen nach *u*, stellte sich die symmetrische Ebene äquatorial. Dasselbe geschah, wenn die Aufhängung senkrecht zu *u* geschah und die symmetrische Ebene dabei vertical war. War aber, bei einer Aufhängung nach *x* die symmetrische Ebene horizontal, so stellte sich *dl*, die Axe der geringsten Dichtigkeit, äquatorial. Somit ist das essigsaure Natrium in magnetischer Hinsicht negativ, und die Axe der geringsten Dichtigkeit (grössten Elasticität) wird vorzugsweise von den Magnetpolen zurückgestossen.

V. Krystalle, die zum triklinischen System gehören. Das Nachfolgende mag auf eine rhombische Säule als Kernform bezogen werden, deren Axe schief gegen die rhombische Basis steht, und zwar so, dass keine der beiden durch die Axe und die Diagonalen der Basis gelegten Ebenen mit der Basis einen rechten Winkel machen. In optischer Beziehung fehlen alle bei den frühern Systemen aufgefundenen Verhältnisse zur Krystallform, namentlich ändert sich für verschiedene Farben im Allgemeinen sowohl die Ebene, als auch die Mittellinie der optischen Axen. Plücker und Beer beziehen das magnetische Verhalten der aus diesem System untersuchten Krystalle auf die mit optischen Hülfsmitteln ausfindig gemachten Dichtigkeitsaxen.

1. Cyanit. Ungeachtet abweichender Angaben, sind die Winkel der wesentlichsten Flächen S, S_1 und C in *Fig. 339* bestimmt worden zu:

$$S : S_1 = 106^\circ 15'$$
$$S : C = 100^\circ 50'$$
$$S_1 : C = 93^\circ 15'$$

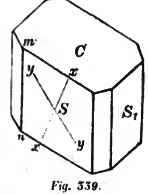


Fig. 339.

Parallel zur Fläche S ist der Cyanit vollkommen spaltbar, minder vollkommen parallel zu S_1 und unvollkommen parallel zu C. — Auf einem ziemlich umständlichen optischen Wege wurde nachgewiesen, dass die Ebene der grössten Spaltbarkeit S ein Hauptschnitt der Dichtigkeit sei, und dass eine der in demselben liegenden Axen Sx die Kante *mn* unter einem Winkel von 35° in der angegebenen Lage schneidet, wenn *m* die stumpfe Ecke der Kernform ist, während die Axe Sy auf Sx senkrecht steht. Unter Zugrundlegung der Angabe Brewster's, dass Cyanit optisch positiv sei, würde dann die auf Sx und Sy senkrechte Axe die Axe der grössten Dichtigkeit (geringsten Elasticität) sein. Ueber das Verhältniss der beiden andern Axen Sx und Sy lässt sich jedoch aus der Originalabhandlung mit Sicherheit nichts entnehmen.

Bezüglich des magnetischen Verhaltens boten die Krystalle ebenfalls der

Untersuchung viele Schwierigkeiten dar. Zunächst musste ein gelber eisenhaltiger Anflug durch Salzsäure beseitigt werden. Aber auch dann noch zeigten sich manche Individuen paramagnetisch, andere diamagnetisch, und wieder andere waren theilweise paramagnetisch und zum andern Theil diamagnetisch. Ueberdem erwiesen sie sich meist als Zwillings-, ja sogar Drillingsbildungen von verschiedener Zusammensetzung. Zur Untersuchung wurde, in Ermanglung eines einfachen diamagnetischen, ein einfacher paramagnetischer, säulenförmiger Krystall von gleichmässiger bläulicher Farbe 8^{mm} lang, 4^{mm} breit parallel zu S_1, und $2\frac{1}{2}^{mm}$ dick ausgewählt. Derselbe stellte sich bei einer Aufhängung mit horizontaler Axe im Allgemeinen schief, und ging, wenn er um die Axe in seinem Lager gedreht wurde, durch die polare Linie, sodass der Cyanit magnetisch positiv ist. Wegen der schon oben erwähnten fehlenden Daten lässt sich jedoch über die weiteren Versuchsergebnisse eine sichere Vorstellung nicht gewinnen.

Schon in einer ältern Abhandlung [17] hatte Plücker die ausserordentlich starke permanente magnetische Polarität hervorgehoben, welche der Cyanit anzunehmen fähig ist, sodass derselbe sogar durch die Erdkraft von Nord nach Süd und zwar immer in derselben Lage gerichtet wird. Später [14] fand er die gleiche Eigenschaft auch an Augit und Zinnstein, und fand am Eisenglanz aus Elba, dass er in jeder Lage zwischen den Magnetpolen verblieb, wenn er in derselben für kurze Zeit gehalten worden war. Plücker und Beer erweiterten die hierher gehörigen Versuche mit dem Cyanit und fanden namentlich noch Folgendes: Die Magnekrystallaxe des Cyanit macht mit der krystallographischen Axe einen Winkel von $42\frac{1}{3}°$. Mit ersterer stellt sich der Krystall frei aufgehangen in den magnetischen Meridian. Durch eine Drehung in der Aufhängeschlinge bei horizontaler krystallographischer Axe kann also dem Cyanit eine Lage angewiesen werden, dass er sich mit letzterer auch nach dem astronomischen Meridian richtet. — Es wurde zwar nach Tagen eine Abnahme dieser Richtkraft bei denjenigen Krystallen wahrgenommen, welche zwischen den Polen eines starken Magneten sich befunden hatten, dennoch richteten sich auch andere Krystalle durch den Erdmagnetismus, die, soviel bekannt war, nicht diese kräftige Erregung erfahren hatten, so dass wahrscheinlicher Weise schon der Erdmagnetismus eine vertheilende Wirkung auf dieselben ausgeübt hat. — Endlich folgten die polaren Cyanitkrystalle auch der Einwirkung eines ihrer polaren Lage parallelen linearen galvanischen Stromes ganz wie eine Magnetnadel. Da nun die daraus resultirende Lage der Magnetaxe gegen den Draht eine nach Maassgabe des Kraftverhältnisses zwischen Strom und Erdmagnetismus mehr oder weniger schiefe ist, lässt sich umgekehrt aus diesem Neigungswinkel die Richtung der Magnetaxe entnehmen. Unter der Voraussetzung aber, dass die Magnetaxen in den Einzelkrystallen von Zwillingen dieselbe bleibt, wie in gesonderten Krystallen, lassen sich auch aus der Lage, welche Zwillinge unter ähnlichen Bedingungen über einem linearen Strom annehmen, Schlüsse ziehen, bezüglich der Art, wie die Einzelkrystalle in den Zwillingen zusammengewachsen sind.

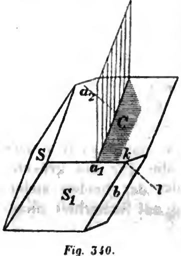


Fig. 340.

2. Schwefelsaures Kupfer. Für die Winkel zwischen den Flächen SS_1C *Fig. 340* werden die folgenden angenommen:

$$S : C = 128°\,37'$$
$$S_1 : C = 109°\,32'$$
$$S : S = \;\;55°\,58'$$

Die Spaltbarkeit ist unvollkommen nach den Flächen S und S_1. — In optischer Hinsicht ist Kupfervitriol negativ. Die

Ebene der beiden für alle Farben fast gleichen optischen Axen steht senkrecht auf C, eine derselben Ca_1 ist parallel der Kante SC, die andere Ca_2 macht mit derselben einen Winkel $a_2\,Ca_1 = 45^0$ und ist parallel einer häufig vorkommenden Fläche b, welche die stumpfe Seitenkante $S_1 S$ fortnimmt, sowie nahezu parallel der Linie kl, welche den stumpfen Winkel in b halbirt.

Der Kupfervitriol zeigte sich paramagnetisch. Eine aus einem Krystall geschnittene Säule, deren Axe mit Ca_1, deren ein Flächenpaar mit der Ebene der optischen Axe, das andere mit C zusammenfiel, stellte sich, senkrecht zu ihrer Axe aufgehangen, stets mit derselben von Pol zu Pol, auch nachdem sie bis zur Platte verkürzt worden war. Bei Aufhängung nach ihrer Axe Ca_1 stellte sie sich so, dass die zu C parallele Fläche einen Winkel von 27^0 mit der polaren Richtung bildete, und bei Aufhängung der Säule am andern Ende ihrer Axe betrug die Abweichung jener Ebene ebenfalls 27^0, doch nach der andern Seite. Eine schief gegen Ca geschnittene Platte, an verschiedenen Stellen ihrer Peripherie aufgehangen, zeigte, dass die Einstellung herrührte von einer Anziehung gegen Ca_1, dass also Kupfervitriol magnetisch positiv sei. Plücker und Beer schliessen daraus, dass schwefelsaures Kupfer zwei positive magnetische Axen habe, deren Mittellinie die erste optische Axe sei, und deren Ebene, durch die spitzen Kanten SC gehend gedacht, mit der Basis C einen Winkel von 27^0 und mit der Fläche S somit einen Winkel von $24^0\,23'$ bildet.

3. Doppelt chromsaures Kalium. Die Flächenwinkel der Grundform (vergl. die vorige Figur) betragen

$$C : S = 85^0 \text{ und } 95^0$$
$$C : S_1 = 90^0 \quad „ \quad 90^0$$
$$S : S_1 = 84^0 \quad „ \quad 96^0.$$

Nach diesen Kernflächen sind die Krystalle mit verschiedener Vollkommenheit spaltbar. Die Ebene der optischen Axen steht auf der Kante SS_1 senkrecht, die erste optische Axe auf der Ebene S, und die zweite macht mit der ersten einen Winkel von 45^0, nach der spitzen Säulenkante SS_1 geneigt. Für die verschiedenen Farben bleibt die erste optische Axe in derselben Ebene, die andere aber tritt in einer Ebene aus derselben heraus, welche auf ihr senkrecht steht. Da sich die Krystalle optisch positiv erweisen, so ist die Mittellinie x zwischen denselben die Axe der grössten Dichtigkeit (kleinsten Elasticität), die darauf senkrechte in der Ebene der optischen Axen befindliche y die Axe der kleinsten, und die auf beiden in die Ebene S fallende Senkrechte z die der mittlern Elasticität.

Behufs Prüfung des magnetischen Verhaltens wurde ein Würfel aus einem Krystall geschnitten, dessen Seiten jenen Axen x, y und z parallel lagen. Derselbe verhielt sich wie alles doppelt chromsaure Kalium schwach magnetisch. Wurde er aufgehangen nach den Richtungen

$$x; \qquad y; \qquad z,$$

so stellte er sich mit Ebenen von Pol zu Pol, welche, wenn $x\,y\,z$ die jenen Axen parallelen Coordinaten bezeichnen, den Formeln

$$z = y; \quad x = z \operatorname{tg} 45^0; \quad x = 0$$

entsprechen. Das sind aber in *Fig. 341* (S. 632) die Ebenen

$$abxd; \qquad azef; \qquad azdy,$$

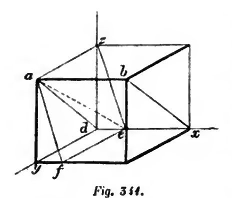


Fig. 341.

wenn die Winkel yaf und $dze = 15^0$ sind. Da sich nun diese drei Ebenen nicht in derselben geraden Linie schneiden, so erklären PLÜCKER und BEER die Annahme zweier gleichwerthiger magnetischer Axen im Falle des doppelt chromsauren Kalium für unstatthaft. Sie vermuthen vielmehr, dass sich die beobachteten und auch durch verschiedene Versuchsänderungen bestätigten Erscheinungen durch die Annahme zweier ungleichwerthiger Axen erklären lassen.

VI. Es liegt nahe, die polare oder äquatoriale Einstellung der Magnekrystallaxe daraus herzuleiten, dass die Krystalle nach dieser Richtung mehr oder weniger von den Magnetpolen angezogen resp. abgestossen werden, als nach den übrigen Richtungen. Zunächst versuchte FARADAY dieses festzustellen, indem er u. a. die Krystalle an einer Drehwage oder an einem langen Pendel von Coconfäden aufhing und den zu prüfenden Körper mit der Magnekrystallaxe oder mit anderen Richtungen den Magnetpolen darbot. Doch konnte er einen Unterschied in der Anziehung oder Abstossung nicht wahrnehmen (2550 ff.).

PLÜCKER [18] bediente sich der Wage, hing an einer Seite einen Würfel von Eisenvitriol abwechselnd in der Richtung der Magnekrystallaxe und in den darauf senkrechten über einem Magneten auf und bestimmte die Gegengewichte, welche zum Abziehen des Körpers erforderlich waren. Er konnte aber ebensowenig einen Gewichtsunterschied nachweisen.

In der Ueberzeugung, dass die Krystallpolarität nur in einer Differenz der magnetischen oder diamagnetischen Wirkungsweise zu suchen sei, übertrug TYNDALL [19] die schon oben §. 44, N. III, S. 599 behandelte Untersuchungsmethode mit Benutzung des dort beschriebenen und in *Fig. 342* wiederholten Apparates auch auf die Erscheinungen der Krystallpolarität. Die zu untersuchenden Körper wurden in regelmässige Gestalt gebracht, alsdann in die Höhlungen a und b der Drehwage gelegt und den Elektromagneten c und d mit verschiedenen Richtungen dargeboten. Die durch Rückdrehen des Torsionsknopfes gemessenen Kräfte zeigen zwar geringe aber ganz entschiedene Differenzen in der Abstossung oder Anziehung. Zunächst wurden zwei Kalkspathkugeln in a und b gelegt. Befanden sich deren optische Axen in der Richtung der Magnetaxen, so betrugen die Abstossungen in zwei Versuchen.

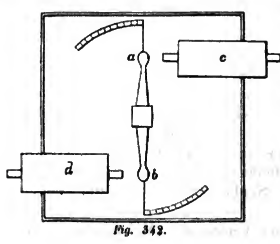


Fig. 342.

28,5 und 27,0, Mittel: 27,75.

Lagen dieselben senkrecht zu den Magnetaxen, so wurden die Abstossungen gemessen durch die Zahlen

26,5 und 24,5, Mittel: 25,50.

Bei einem andern Versuch betrugen die Mittel 55,0 und 49,5.

Hierauf wurden jene Versuchsobjecte mit Kugeln aus kohlensaurem Eisenoxydul vertauscht, jedoch wurde wegen der zu starken Anziehung nur einer der beiden Elektromagneten erregt. Zwischen der Kugel und dem Eisenkern stand ein Papierplättchen, um die unmittelbare Berührung zu vermeiden. Es ergaben sich a. wenn die Krystallaxe und die Magnetaxe in derselben Richtung lagen, und

b. wenn sie zu einander winkelrecht lagen, die folgenden durch die Drehungen am Torsionsknopf gemessenen anziehenden Kräfte

im Falle a.	43.	80.	129.	200.
im Falle b.	30,5.	56.	92,5.	142,5.
für die Ausschläge an der Tangentenbussole =	15°.	20.	25.	30.

Gleiche Versuche wurden mit zwei Würfeln aus Eisenvitriolkrystallen angestellt, deren zwei gegenüberstehende Flächen auf der Magnekrystallaxe senkrecht standen. An die Eisenkerne der Elektromagnete wurden behufs Vermeidung zu grosser Annäherung Glasplatten gelehnt. Lagen die Magnekrystallaxen und die Magnetaxen in derselben Linie, so betrugen die durch Rückdrehung des Torsionsknopfes gemessenen Anziehungen in beiden um 180° verschiedenen Lagen der Krystalle

43,0 und 40,0, im Mittel: 41,5.

Standen jene beiden Axen senkrecht, so wurden die Anziehungen gemessen durch die geringeren Torsionen =

36,3 und 34,5, im Mittel = 35,4.

Hier verhält sich also die Anziehung in der Richtung der Magnekrystallaxe zu der in darauf winkelrechter Richtung fast wie 7 : 6.

Endlich wurden Würfel von 6mm Kantenlänge aus krystallisirtem Wismuth auf die Drehwage gelegt, deren eines Flächenpaar der Hauptspaltungsrichtung parallel war, also auf der Magnekrystallaxe senkrecht stand. Bei jedem Versuch wurde der Stand einer gleichzeitig eingeschalteten Tangentenbussole abgelesen. Lagen nun a. die Magnekrystallaxen in der Richtung der Axen der Elektromagnete, so war die Abstossung eine kleinere, als wenn b. diese beiden Axen sich kreuzten, und zwar betrugen die Zahlen

im Falle a.	8.	23.	53.	76,5.	110.
im Falle b.	11,7.	34,8.	78.	111.	153.
bei einer Ablenkung der Tangentenbussole =	20°.	30°.	40°.	45°.	50°.

Ein Vergleich dieser Zahlen giebt als Verhältniss der abstossenden Kräfte, wenn die Magnekrystallaxen in der Richtung der Magnetaxen liegen, und wenn beide senkrecht zu einander stehen, beinahe wie 11 : 15.

Alle diese Versuche zeigen aber mit der grössten Uebereinstimmung, dass wirklich eine grössere oder geringere Anziehung oder Abstossung nach verschiedenen Richtungen für die magnekrystallinischen Körper existirt, und dass diejenigen Richtungen, welche am stärksten angezogen oder am schwächsten abgestossen werden, sich bei freier Aufhängung im Magnetfeld von Pol zu Pol stellen, diejenigen aber, welche am schwächsten angezogen oder am stärksten abgestossen werden, die äquatoriale Lage annehmen.

Zu denselben und zu noch weiteren Ergebnissen führte eine ganz ähnliche Untersuchung Hankel's [20]. Es wurde ein Cylinder aus krystallisirtem Wismuth hergerichtet von 18mm Länge und 8,4mm Durchmesser, in welchem die Hauptspaltungsrichtung der Axe parallel ging (oder auch in Parallelepiped von quadratischem Querschnitt 33,8mm lang und 10mm breit und dick, in welchem die Hauptspaltungsrichtung zwei gegenüberliegenden Seiten parallel lag). Der Wismuthstab *w* in *Fig. 345* wurde mit einer getheilten Scheibe *S* in feste Verbindung

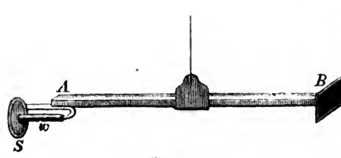


Fig. 313.

gebracht und gleichzeitig mit dieser durch eine an seiner Axe eingreifende gabelförmige Klemme am einen Ende *A* des hölzernen Balkens einer Drehwage befestigt, an deren anderem Ende *B* ein Spiegel als Gegengewicht diente. Der kupferne Aufhängedraht war 2720^{mm} lang und hatte 0,05^{mm} Durchmesser. Die Ablenkung des Wagebalkens wurde im Spiegel *B* durch ein 2 Meter entferntes Fernrohr nebst Skala beobachtet. Zwei Stahlmagnete von 1220^{mm} Länge, 78^{mm} Breite und 15^{mm} Dicke, mit den gleichnamigen Polen zusammengeschraubt, wurden dem Wismuthcylinder bis auf 42^{mm} mit ihrer Axe in dessen Bewegungsrichtung entgegengehalten. Um den Einfluss derselben auf die Umgebungen des Wismuthstabes, namentlich auf die messingene Kreisscheibe kennen zu lernen, wurde jener zunächst in der Mitte des Wagebalkens aufgehangen und die Ablenkung des letzteren gemessen. Dann wurde der Stab an seinem Orte eingeklemmt, mittelst der Kreistheilung seine Hauptspaltungsrichtung in verschiedene Lagen gegen eine am Wagebalken befestigte Marke und somit auch gegen die Magnetaxen gebracht, und wiederum jedesmal die Ablenkung des Wagebalkens aus seiner ursprünglichen Lage gemessen. Nach geeigneten Reductionen ergaben sich die in der zweiten Columne der folgenden Tabelle verzeichneten und in Skalentheilen ausgedrückten Abstossungen n, wenn der Winkel φ zwischen der Normale zur Hauptspaltungsrichtung und der magnetischen Axe (gleichgiltig ob nach rechts oder links) der in der ersten Columne verzeichneten Gradzahl entsprach:

Lage der Magnekrystallaxe φ	Abstossungen in Skalentheilen		Differenz.
	n beobachtet	n berechnet	
15°	94,1	93,7	+ 0,4
45°	113,3	113,3	0,0
75°	132,4	133,0	— 0,6

Hankel vermuthete, da die Abstossungen für gleich grosse positive und negative Winkel gleiche Werthe besitzen, dass die Einwirkung des Magnetismus mit dem Quadrat des Sinus von dem Winkel φ zwischen der Normale auf der Hauptspaltungsrichtung und der Axe der Magnetstäbe sich ändere. Es verallgemeinerte somit die vorstehenden Beobachtungen durch die Formel

$$n = a + b \sin \varphi^2$$

wo $a = 90,7$ und $b = 45,3$ bedeuten, und berechnete aus derselben rückwärts wiederum die in der dritten Columne aufgeführten Zahlen, die mit denen der zweiten hinreichend übereinstimmen. Für $\varphi = 0$ liegt die Magnekrystallaxe in der Richtung der Magnetaxe, und es ergiebt sich dann als Maass der Abstossung

$$n = a = 90,7.$$

Für $\varphi = 90$ fällt die Hauptspaltungsrichtung mit der Magnetaxe zusammen, und das Maass für die Abstossung beträgt ein Maximum, nämlich

$$n = a + b = 136,0.$$

Sonach ist das Verhältniss zwischen beiden

$$90,7 : 136,0 = 0,67 : 1.$$

Nach Obigem fand TYNDALL dieses Verhältniss

$$11 : 15 = 0{,}73 : 1$$

also nahezu dasselbe.

VII. Die behandelten Erscheinungen finden sich ausser den Krystallen der unregelmässigen Systeme auch bei sehr mannigfaltigen Körpern wieder, die nur das mit einander gemein haben, dass sie nach verschiedenen Richtungen verschiedene Dichtigkeit besitzen. Zunächst zeigte PLÜCKER[21], dass das rasch gekühlte Glas, wie es zu gewissen optischen Versuchen benutzt zu werden pflegt, sich zwischen den Magnetpolen wie ein Krystall verhält. Zwei Stäbe von 15^{mm} Länge und 7^{mm} Dicke, von demselben Stück geschnitten, verhielten sich paramagnetisch. Der eine wurde erhitzt und rasch gekühlt, sodass er im polarisirten Licht ein Kreuz zeigte, der andere war homogen und zeigte diese Erscheinung nicht. Ersterer stellte sich zwischen nahen Polen axial, bei grösserer Erhebung aber äquatorial. Letzterer dagegen behielt seine axiale Richtung auch bei der Erhebung über die Magnetpole bei.

KNOBLAUCH und TYNDALL fanden ein ähnliches Einstellungsvermögen an gewalzter Guttapercha, an Elfenbein, an Pulvern von Wismuth, Kalkspath, Eisenspath, Mehl, die, mit Wasser zu einem Teig angerührt, unter einseitigem Druck erhärteten. Ja sogar gewöhnliches Weissbrod zwischen den Fingern geknetet und zu einem länglichen Cylinder geformt, der dann nach der Richtung der Axe platt gedrückt wurde, stellte sich, der übrigens diamagnetischen Beschaffenheit entgegen, mit der Zusammendrückungsrichtung von Pol zu Pol. Da jedoch diese Versuche zur Begründung einer theoretischen Anschauung angestellt wurden, so mögen sie erst in dem letzten Kapitel ausführlicher behandelt werden.

Doch kann hier die folgende von TYNDALL[22] beobachtete Erscheinung nicht übergangen werden. Derselbe hatte nämlich einen Würfel von krystallisirtem Wismuth zwischen den Polaufsätzen eines kräftigen Elektromagneten hängen, als diese durch einen Zufall, während sich die Magnekrystallaxe von Pol zu Pol eingestellt hatte, mit grosser Gewalt gegeneinander schlugen und den Würfel nach der Richtung der Krystallaxe um $^3/_4$ der ursprünglichen Dicke zusammenpressten. Nachdem er durch Salzsäure von etwaigen Verunreinigungen gesäubert worden war, wurde er abermals aufgehangen, und jetzt stellte sich die Richtung, in welcher er den Druck erfahren hatte, äquatorial. Der Versuch wurde demnächst durch Zusammenpressen von Wismuthstücken zwischen einem Schraubenstock mehrfach wiederholt, und jedesmal nahm die Zusammendrückungsrichtung im Magnetfeld die äquatoriale Lage an, mochte sie mit der Richtung der Krystallaxe zusammenfallen oder nicht.

Diese Versuche wurden von MATTEUCCI[23] immer mit demselben Erfolg in verschiedenen Abänderungen bestätigt. So z. B. wurde ein Wismuthcylinder von 3^{mm} Durchmesser und 34^{mm} Länge bis auf 28^{mm} in einer kupfernen Büchse zusammengepresst. Es zeigte sich, dass er nach der Zusammendrückung ein merklich stärkeres diamagnetisches Verhalten bewies als vorher. Ein perpendiculär zur Axe zusammengepresstes Wismuthprisma stellte sich äquatorial, wenn die Zusammendrückungsrichtung der Aufhängeaxe parallel stand, aber axial, wenn jene Richtung in horizontaler Ebene frei beweglich war. Diese Eigenthümlichkeit bleibt auch dann noch bestehen, wenn das so veränderte Wismuth bis nahe zum Schmelzpunkt erhitzt wird.

VIII. Schon im §. 41, N. IX, S. 549 wurde der Bestrebungen gedacht, einen Einfluss des Magnetismus auf die Krystallisation nachzuweisen. Nach Entdeckung der Krystallpolarität liess FARADAY geschmolzenes Wismuth zwischen den Polen eines Elektromagneten erstarren, doch konnte er besondere Krystalli-

sationserscheinungen nicht wahrnehmen (2503). — Mit besserem Erfolg wiederholte PLÜCKER [13] diesen Versuch. Er liess ebenfalls geschmolzenes Wismuth im Magnetfeld erstarren und fand, dass die Flächen der vollkommensten Spaltbarkeit entschieden die äquatoriale Richtung einnahmen. War das Wismuth in einem halbkugelförmigen Gefäss erstarrt, so behauptete es, erkaltet und freibeweglich aufgehangen, entschieden die Richtung, die es während des Erstarrens gehabt hatte. Ein längliches Stück Wismuth, in einer ausgehöhlten Holzkohle gegossen, zeigte dieselbe Erscheinung, mochte es während des Erkaltens axial, äquatorial oder schief gestanden haben. — Aehnliche Versuche mit dem erstarrenden Wismuth hatte WIEDEMANN [3] gleichzeitig mit PLÜCKER angestellt.

Hierdurch gewinnt ein älterer Versuch von HUNT [24] an Bedeutung, infolge dessen ein im Magnetfelde aus salpetersaurem Silber und einem Quecksilbertröpfchen entstandener Dianenbaum bei seiner Anordnung stets die Richtung der magnetischen Curven verfolgen soll.

IX. In §. 44, NN. II bis IV, S. 596 ff. wurde nachgewiesen, dass die diamagnetische Kraft mit der Schwächung des erregenden Magnetismus langsamer abnimmt, als die paramagnetische, und dass die daraus herzuleitenden Erscheinungen an Gemengen von diamagnetischen und paramagnetischen Körpern stets hervortreten, wenn nur überhaupt die im Magnetfeld thätige Kraft geschwächt wird, mag es durch Entfernung der Polplatten oder durch Erhebung der zu prüfenden Körper über dieselben oder auch durch Verminderung der magnetisirenden Stromkraft geschehen. Ferner wurde oben behauptet, dass die magnetische Wirkung auf die Krystallaxen mit der Entfernung von den Magnetpolen langsamer abnahm, als die von den Polen auf den ganzen Krystall wirkenden allgemeinen paramagnetischen oder diamagnetischen Kräfte. PLÜCKER hatte beide Erscheinungen an demselben Tage beobachtet, als er ein Stück Kohle und einen Turmalinkrystall nach einander im Magnetfelde aufhing, und war einige Zeit der Meinung, dass beide identisch seien. Bald zeigte sich jedoch ein wesentlicher Unterschied und zwar darin, dass das axiale Einstellungsvermögen des Turmalin in das äquatoriale ganz unabhängig von der Stärke des magnetisirenden Stromes stets nur bei demselben Abstand der Polenden vom Krystall eintrat, während die Kohle im Gegentheil nur von der Stärke der Magnetkraft beeinflusst wurde. Dieser Verschiedenheit in der Erscheinung muss aber eine verschiedene Ursache zu Grunde liegen. Oben fanden wir die Erklärung der letzteren darin, dass die paramagnetischen Gemengtheile leichter zu dem Maximum der magnetischen Vertheilung gelangen als die diamagnetischen. Was aber die Erklärung der Krystallpolarität betrifft, so legte PLÜCKER [5] die nicht zu bezweifelnde Annahme zu Grunde, dass den Krystallen der unregelmässigen Systeme eine Verschiedenheit in dem magnetischen Vertheilungsvermögen * nach verschiedenen Richtungen inwohne, und wies dann durch Versuche und Rechnung nach, dass der beobachtete Zusammenhang zwischen Polabstand und Einstellungsvermögen jedesmal stattfinden müsse, wenn jene Verschiedenheit im magnetischen Vertheilungsvermögen vorhanden ist.

Zunächst mag nur von dem Verhalten der paramagnetischen Krystalle gehandelt werden. Einen Körper mit grösserem magnetischen Vertheilungsvermögen nach einer als nach den übrigen Richtungen kann man z. B. dadurch künstlich darstellen, dass man eine Stange von verhältnissmässig magnetisch indifferenter Beschaffenheit, z. B. Holz oder Messing, mit vielen Löchern versieht, welche alle unter einander parallel und auf der Axe senkrecht stehen, und dass man in

* Den allgemeinen Ausdruck „magnetisches Vertheilungsvermögen" ziehe ich dem von PLÜCKER gebrauchten „Coercitivkraft" vor.

diesen Löchern Eisendrähte befestigt, deren vorstehende Enden abgefeilt werden. Nach der Richtung der Eisendrähte wohnt einer solchen Stange ein stärkeres magnetisches Vertheilungsvermögen inne, als nach allen darauf senkrechten, und sie verhält sich zwischen den Magnetpolen ganz wie eine parallel zu den Spaltungsrichtungen geschnittene Stange von paramagnetischem Arsenik, oder wie essigsaurer Kupferoxydkalk u. s. w. Windet man ferner einen Eisendraht um einen Stab zur Spirale auf, so gewinnt man einen Körper, der nach der Richtung seiner Axe ein schwächeres magnetisches Vertheilungsvermögen besitzt, als nach allen darauf senkrechten, und dieser verhält sich, zwischen den Magnetpolen aufgehangen, ganz wie der Turmalin. Hiernach lässt sich aber die Lage, welche solche Körper im Magnetfeld annehmen, für jeden Polabstand berechnen.

Seien zu dem Ende (*Fig. 344*) N und S die beiden Pole eines feststehenden Magneten, liege in deren Verbindungslinie der Punkt O, um welchen sich als Mittelpunkt ein Hebel OC in horizontaler Ebene bewegen kann, der mit einem Magnetstäbchen sn in dessen Mitte fest und senkrecht verbunden ist, so werden die Pole des letzteren s und n sich in jeder Lage auf einem Kreise befinden, welcher so oder $no = r$ zum Halbmesser hat. Dabei wird vorausgesetzt, dass die befreundeten Pole des festen und des beweglichen Magneten N und s sowie S und n einander zugewandt sind. Ist nun μ das Maass für die Anziehung in der Einheit des Abstandes, dann wird s von N angezogen mit einer Kraft

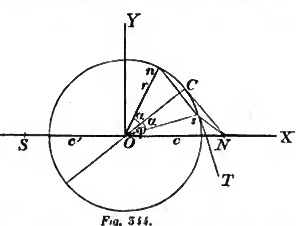


Fig. 344.

$$= \frac{\mu}{Ns^2}.$$

Zunächst kommt es darauf an, das hieraus hervorgehende Drehungsmoment zu berechnen. Zu dem Ende werde der Winkel CON zwischen dem Hebel und der Verbindungslinie der festen Pole mit φ, der Winkel zwischen dem Hebel und dem Radius eines der beweglichen Pole sOC oder nOC mit α und der Abstand ON des Drehungsmittelpunktes vom Pole N mit c bezeichnet. Das gesuchte Drehungsmoment ist dann gleich dem Product aus der gefundenen Kraft und dem Halbmesser r, projicirt auf die zu r gezogene Senkrechte sT oder

$$\frac{r\mu}{Ns^2} \cos TsN \quad \ldots\ldots\ldots \quad 1).$$

Nun ist

$$Ns^2 = r^2 + c^2 - 2rc\cos(\varphi - \alpha)$$

und

$$\cos TsN = \sin NsO = \frac{c}{Ns}\sin(\varphi - \alpha)$$

und somit geht 1. über in

$$\frac{cr\mu \sin(\varphi - \alpha)}{\{r^2 + c^2 - 2rc\cos(\varphi - \alpha)\}^{\frac{3}{2}}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 2).$$

Das aus der Wechselwirkung zwischen N und n hervorgehende Drehungsmoment ergiebt sich aus der Formel 2. durch Vertauschung von μ mit $-\mu$ und $-\alpha$ mit $+\alpha$, und ist sonach ausgedrückt durch

$$- \frac{cr\mu \sin(\varphi + \alpha)}{\{r^2 + c^2 - 2rc\cos(\varphi + \alpha)\}^{\frac{3}{2}}} \quad \ldots \ldots \ldots \; 3)$$

Durch Addition von 2. und 3. wird der Ausdruck für das Drehungsmoment des Hebels gewonnen, soweit es von N abhängt, und zwar

$$cr\mu \left[\frac{\sin(\varphi - \alpha)}{\{r^2 + c^2 - 2rc\cos(\varphi - \alpha)\}^{\frac{3}{2}}} - \frac{\sin(\varphi + \alpha)}{\{r^2 + c^2 - 2rc\cos(\varphi + \alpha)\}^{\frac{3}{2}}}\right] \ldots 4)$$

Das Drehungsmoment des Hebels OC hängt aber ausserdem noch von der Einwirkung des andern festen Poles S auf das Magnetstäbchen ns ab. Beträgt der Abstand OS dieses Poles von dem Drehungsmittelpunkt $(-c')$ Linieneinheiten und vertauscht man überdem noch in der vorigen Formel μ mit $-\mu$, so ist dieser andere Theil gegeben durch

$$c'r\mu \left[\frac{\sin(\varphi - \alpha)}{\{r^2 + c'^2 + 2rc'\cos(\varphi - \alpha)\}^{\frac{3}{2}}} - \frac{\sin(\varphi + \alpha)}{\{r^2 + c'^2 + 2rc'\cos(\varphi + \alpha)\}^{\frac{3}{2}}}\right] \ldots 5)$$

Wird nun einer der beiden Werthe 4. oder 5. negativ, was sowohl für den näheren als für den entfernteren festen Magnetpol stattfinden kann, dann flieht der bewegliche Magnet den entsprechenden festen Magnetpol. Dahingegen nähert er sich demjenigen an, für welchen das Drehungsmoment positiv ist. Beide Formeln gelten ferner eben sowohl für einen permanenten Magnêtstab ns, als für ein Stück weiches Eisen, welches erst durch den Einfluss der festen Magnetpole zum Magneten wird. Doch ist zu erwägen, dass dann die Giltigkeit der Formeln aufhört, wenn das weiche Eisen bei einer gewissen Lageveränderung seine Polarität wechselt, was im Allgemeinen dann stattfinden wird, wenn eines seiner beiden Enden auf der andern Seite von der axialen Linie NS sich befindet, als das andere. Sie bekommen aber ihre Giltigkeit wieder, wenn beide Enden n und s, die Linie NS überschritten haben und dann die entsprechenden Aenderungen in den Vorzeichen eingeführt werden.

Im Folgenden mag die Länge von ns so klein genommen werden, dass sie gegen die Länge des Hebelarmes, sowie gegen den Abstand NS der beiden festen Pole vernachlässigt werden kann. Unter diesen Umständen hat der letzte behandelte Ausnahmefall keine Bedeutung, und überdem können die Formeln 4) und 5) durch folgende Entwickelungen vereinfacht werden, indem mit ns auch α zu einer sehr kleinen Grösse herabsinkt. Es ist dann zunächst in Anbetracht der Formel 4)

$$\sin(\varphi \mp \alpha) = \sin\varphi \mp \alpha\cos\varphi$$
$$\cos(\varphi \mp \alpha) = \cos\varphi \pm \alpha\sin\varphi,$$

und wenn der Einfachheit wegen

$$r^2 + c^2 - 2rc\cos\varphi \equiv CN^2 \quad \ldots \ldots \ldots \; 6)$$

gesetzt wird, demzufolge

$$\{r^2 + c^2 - 2rc\cos(\varphi \mp \alpha)\}^{-\frac{3}{2}} = \{CN^2 \pm 2rc\alpha\sin\varphi\}^{-\frac{3}{2}}$$

und nach dem binomischen Lehrsatz mit Weglassung der höhern Potenzen von CN entwickelt

$$= CN^{-3} \pm CN^{-5} \cdot 3rc\alpha\sin\varphi.$$

Diese Werthe in die Formel 4) eingesetzt, verwandeln sie in:

$$\frac{CN^3}{2ucr\mu}\left[\frac{CN^2}{3cr\sin\varphi^2}-\cos\varphi\right]$$

oder infolge geeigneter Substitution des Werthes von CN^2 in

$$-\frac{2u\mu c^2 r^2}{CN^5}\left[\cos\varphi^2+\left(\frac{r}{c}+\frac{c}{r}\right)\cos\varphi-3\right]. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7).$$

In gleicher Weise verwandelt sich der Ausdruck 5) für das Drehungsmoment des Hebels, insofern es von dem festen Pole S abhängt, in

$$\frac{2u\mu c'^2 r^2}{CS^5}\left[\cos\varphi^2-\left(\frac{r}{c'}+\frac{c'}{r}\right)\cos\varphi-3\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8),$$

wenn der Einfachheit wegen der Werth

$$r^2+c'^2+2rc'\cos\varphi \equiv CS^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 9)$$

gesetzt wird.

Da nun diese Werthe für die von den Polen N oder S abhängigen Drehungsmomente positiv oder negativ sein können, und dann eine Annäherung oder Entfernung des mit dem Magnetstäbchen versehenen Hebels an den entsprechenden Pol ausdrücken, so wird, wenn jene Werthe $= 0$ sind, dadurch die Gleichgewichtslage des Hebels ausgedrückt werden. Dieser Nullwerth findet aber bei einem gegebenen Abstand r des Magnetstäbchens vom Mittelpunkt O der Drehung stets nur für eine gewisse Neigung φ des Hebels gegen die Verbindungslinie seines Drehpunktes mit dem Pole N oder S statt. Lässt man also r sich ändern, so ändert sich dem entsprechend auch φ. Somit sind r und φ polare Coordinaten und die aus 7) und 8) gewonnenen Gleichungen, nämlich

$$\cos\varphi^2+\left(\frac{r}{c}+\frac{c}{r}\right)\cos\varphi-3 = 0. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 10)$$

und

$$\cos\varphi^2-\left(\frac{r}{c'}+\frac{c'}{r}\right)\cos\varphi-3 = 0. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 11)$$

drücken alsdann in polaren Coordinaten r und φ den geometrischen Ort der Gleichgewichtslagen des Hebels unter Einfluss der Pole N oder S aus, wenn auf ihm das Magnetstäbchen ns stetig und mit Beibehaltung der senkrechten Richtung gegen OC verschoben wird.

Da diese Gleichungen unabängig von μ sind, so geht zunächst daraus hervor, dass die Gleichgewichtslage des Hebels für jede magnetische Intensität der festen Pole N und S sowohl, als auch des beweglichen Stäbchens ns dieselbe bleibt, dass sie aber eine andere wird, wenn man den Abstand c oder c' der Pole von dem Drehungsmittelpunkt ändert. Somit ändert sich auch die Gleichgewichtslage nicht, mag ns ein permanentes Magnetstäbchen sein oder ein Eisenstäbchen, dessen Intensität mit der Ortsveränderung wechselt.

Demnächst mögen die polaren Coordinaten in den Gleichungen 10) und 11) umgewandelt werden in rechtwinkliche. Zur Axe der X mag die Verbindungslinie NS der Magnetpole genommen werden, der Coordinatenanfangspunkt mag sich im Drehungsmittelpunkt O des Hebels befinden, und an dieser Stelle sei die Axe der Y senkrecht auf NS errichtet. Es ist dann in Hinblick auf Gleichung 10)

$$\cos\varphi = \frac{x}{r}$$

$$r^2 = x^2 + y^2$$

und sonach geht dieselbe über in

$$\frac{x(x-c)^2 + y^2(x-3c)}{cr^2} = 0$$

oder in

$$y^2 = \frac{x(x-c)^2}{3c-x} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 12)$$

Durch Vertauschung von c mit $-c'$ ergiebt sich hieraus die Umwandlung der Gleichung 11) und zwar ist

$$y^2 = -\frac{x(x+c')^2}{3c'+x} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 13)$$

Ein Vergleich der beiden Formeln 12) und 13) zeigt, dass die durch dieselben dargestellten Curven für das Gleichgewicht des Hebelarmes, wenn sich das an ihm befindliche magnetische Stäbchen blos unter Einfluss des Poles N oder des Poles S einstellt, von ähnlicher Gestalt sind. Sie sind einander gleich, wenn $c' = c$, d. h. wenn der Drehungsmittelpunkt des Hebels mitten zwischen den beiden festen Polen steht. Für diesen Fall liegen beide Curven symmetrisch zur Axe der Y, und es ist sonach nur nöthig, die eine dieser Curven zu discutiren, welche für den Pol N und den Drehungsmittelpunkt O in *Fig. 345* durch $UNOLNT$ dargestellt ist. Diese Curve liegt offenbar symmetrisch gegen die Abscissenaxe, sie erstreckt sich nur von O aus nach der Seite von N, in N selbst hat sie einen Doppelpunkt, und sie nähert sich einer zur Ordinatenaxe parallelen Graden AA asypmtotisch an, welche dreimal soweit als N von O entfernt ist. Entfernt sich der Magnetpol N bis N_1 von dem Drehpunkt O des Hebels, dann erweitert sich die Curve der Gleichgewichtslagen zu der schwächer ausgezogenen $N_1 MON_1$. Ist nun OP die auf der Seite N befindliche Hälfte des Hebels, und denken wir uns, dass das auf demselben senkrechte Eisenstäbchen parallel mit sich selbst auf demselben verschoben werde, so hat es offenbar in jeder Lage das Bestreben, sich dem zunächstbefindlichen Curventheil anzunähern. Für die Lage des Poles in N wird es also, so lange es sich zwischen O und L befindet, von demselben abgestossen werden, zwischen L und M wird es angezogen und zwischen M und P wird es abgestossen. Befindet es sich aber zwischen L und M und wird der Magnetpol von N nach N_1 verschoben, so erfährt es, wie ebenfalls aus der Zeichnung unzweifelhaft hervorgeht, eine Abstossung, statt dass es im vorigen Fall angezogen wurde. Es geht also unter Umständen die Anziehung in Abstossung über blos durch Entfernung des vertheilenden Magnetpoles von der Aufhängeaxe, nicht durch dessen Intensitätsverminderung.

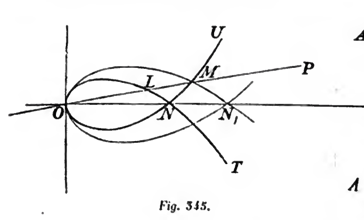


Fig. 345.

Wenn man ferner bei irgend einer beliebigen Lage des Eisenstäbchens auf dem Hebelarm OP diesen mechanisch um seinen Stützpunkt O dreht, so wird sich

in verschiedenen Stellungen desselben ein verschieden grosses positives oder negatives Drehungsmoment geltend machen. Das Maximum des Momentes für den Pol N erfährt man, wenn man die Formel 7) nach r differentiirt und den gewonnenen Differentialcoefficienten gleich Null setzt. Ohne auf die Details dieser Rechnungen einzugehen, mag in *Fig. 546* das Ergebniss derselben für die Lage N des erregenden Magnetpoles dargestellt werden. Die punktirte Curve ist identisch mit der Gleichgewichtscurve $UNOLNT$ der vorigen Figur, und die ausgezogene Doppelcurve stellt den geometrischen Ort der Maxima des Drehungsmomentes dar. Ein in dem Theil NO der letzteren befindliches Eisenstäbchen wird von N mit der grössten Kraft zurückgestossen, und ein in der geschlossenen Figur NQ befindliches wird mit der grössten Kraft angezogen.

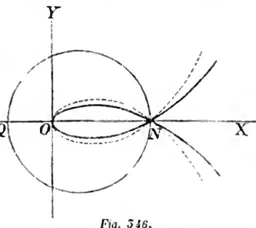


Fig. 546.

Um dem Bilde für paramagnetische Krystalle mit polar oder äquatorial sich einstellenden Axen näher zu treten, haben wir aber den Hebelarm mit unendlich vielen Eisenstäbchen versehen zu denken, welche alle auf seiner Längsausdehnung, sei es in allen möglichen oder auch nur in einer Ebene, senkrecht stehen. Für den Fall von permanenten Magnetstäbchen, die durch die Nachbarschaft der festen Magnetpole in ihrer Intensität nicht alterirt würden, liesse sich ein Ausdruck für das Drehungsmoment des in seiner Mitte aufgehangenen Hebels von der Länge $2R$ gewinnen, wenn man die Formeln 7) und 8) mit dr multiplicirt, zwischen den Grenzen $-R$ und $+R$ integrirt, und beide so gewonnenen Werthe addirt. Es handelt sich also um eine Lösung des Integrals

$$-2a\int_{-R}^{+R}\frac{\mu c^2 r^2 dr}{r^2+c^2-2rc\cos\varphi}\left[\cos\varphi^2+\left(\frac{r}{c}+\frac{c}{r}\right)\cos\varphi-3\right]$$

$$+2a\int_{-R}^{+R}\frac{\mu c'^2 r^2 dr}{r^2+c'^2+2rc'\cos\varphi}\left[\cos\varphi^2+\left(\frac{r}{c'}+\frac{c'}{r}\right)\cos\varphi-3\right].$$

Dieses Integral führt zu einem weitläufigen Ausdruck, um so mehr als μ eine ziemlich complicirte Function von r und φ ist. Für den weiteren Fall, dass man sich den Hebelarm mit Stäbchen von weichem Eisen besetzt denkt, wird aber diese Function noch complicirter, indem dieselben auch noch eine verschiedene Intensität der magnetischen Vertheilung erfahren, jenachdem sie in einem andern Abstand oder unter einer andern Neigung gegen die axiale Linie des festen Magneten sich befinden.

Doch kann man sich, auch abgesehen von diesem Integral, schon nach dem Früheren in den Erscheinungen orientiren, soweit sie hier von Interesse sind. Zu dem Ende sind in *Fig. 547* die Curven für die Gleichgewichtslagen des Hebels dargestellt, in so fern sie von den Polen N und S abhängen und zwar unter der Annahme, dass der Drehpunkt O in der Mitte

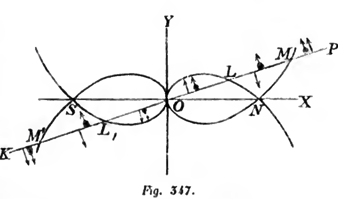


Fig. 547.

zwischen *N* und *S* liege. *PK* bedeute einen nach beiden Seiten von *O* beliebig langen quer durch die Curven gehenden Hebel, der über seine ganze Länge hinweg mit senkrecht auf ihm stehenden Eisenstäbchen besetzt ist. Nach dem Früheren werden von dem Pole *N* alle Theile desselben, welche zwischen *O* und *L*, sowie von *M* abseits liegen, zurückgestossen, während alle zwischen *L* und *M* und von *O* nach *K* gelegenen angezogen werden. Dieses Verhalten ist in der Figur durch ungefiderte Pfeile dargestellt. Die kleinen gefiderten Pfeile bezeichnen das analoge Verhalten der Hebelabtheilungen unter alleinigem Einfluss des Poles *S*. Wenn sich nun der Hebel unter Einfluss beider Pole zugleich befindet, so lehrt ein Blick auf die Figur, dass alle Kräfte, welche den Hebel äquatorial zu stellen streben, sich unterstützen, während die, welche ihn infolge der Einwirkung eines Poles in die axiale Lage zurückzuführen suchen, theilweise compensirt werden durch entgegengesetzte von dem Einfluss des andern Poles herrührende Kräfte. Diese Compensation würde eine vollständige sein, und somit der Hebel unter allen Umständen in die äquatoriale Lage getrieben werden, wenn der durch die Pfeile ausgedrückte Werth der Kräfte überall derselbe wäre. Doch wird voraussichtlich z. B. die axiale Kraft zwischen *L* und *M* bedeutend über die äquatoriale überwiegen, indem erstere von dem nähern Pol *N*, letztere von dem weit entfernten *S* herrührt.

Hierzu kommt aber noch der in der Rechnung ausser Acht gelassene Umstand, dass bei der künstlichen Nachahmung sowohl, wie namentlich bei den Krystallen das magnetische Vertheilungsvermögen nach der Längsrichtung des Hebels nicht verschwindet, und um desto mehr zur Geltung kommt, je grösser es an sich im Verhältniss zu dem auf dieser Längsausdehnung senkrechten ist, und je beträchtlicher die Neigung des Hebels gegen die axiale Richtung infolge des ersteren Umstandes ausfällt. Sonach erklärt es sich, dass der Hebel vollständig die axiale Lage annehmen kann, wenn die Magnetpole ihm nahe stehen.

Tritt dieses aber z. B. ein, wenn der halbe Hebel die Länge *OM* hat, so wird er bei genügender Entfernung der Pole *N* und *S* von *O* in die äquatoriale Lage getrieben, sobald sich dabei nur die geschlossenen Antheile der Gleichgewichtscurven um soviel erweitern, dass sie dann den ganzen Hebel umfassen, wie das in der Figur bei einer Entfernung von *N* bis N_1 dargestellt wurde. Erklärt ist sonach, warum die axiale Einstellung bei nahen Polen in eine äquatoriale bei entfernteren Polen übergeht.

Handelten wir bisher nur von paramagnetischen Krystallen, welche nach der Richtung der Axe ein kleineres oder ein grösseres magnetisches Vertheilungsvermögen besitzen, als nach den darauf senkrechten Richtungen, so bleibt noch übrig die gegebenen Nachweise auf das anologe Verhalten diamagnetischer Krystalle zu übertragen. Plücker überzeugte sich, dass die magnetische Vertheilung in diamagnetischen Körpern die umgekehrte sei, als die in paramagnetischen. Während in letzteren einem benachbarten erregenden Nordpol ein Südpol, einem erregenden Südpol ein Nordpol zugewandt ist, verhielten sich die diamagnetischen Körper umgekehrt, so dass sie einem erregenden Nordpol den Nordpol, einem erregenden Südpol den Südpol zukehren. Näher mag hierüber im nächsten Kapitel bei Gelegenheit der Theorie des Diamagnetismus gehandelt werden. Ist das aber der Fall, dann würde ein Krystall von diamagnetischer Beschaffenheit, dessen Axe sich äquatorial einstellt, nachgebildet werden durch stark diamagnetische Stäbchen welche parallel zu einander und senkrecht an dem Hebel von indifferenter Beschaffenheit befestigt werden. Ein diamagnetischer Krystall, dessen Axe sich polar einstellt, würde dadurch gewonnen, dass jene Stäbchen in allen möglichen Ebenen und senkrecht auf jenem Hebel angebracht, oder dass äusserst dünne diamagnetische

Scheiben in kleinsten Abständen auf den Hebel gereiht würden. Zu der ersten Klasse gehört der isländische Doppelspath, in dem sich ein senkrecht zu seiner Axe geschnittenes Prisma von Pol zu Pol stellt, und als Paradigma der zweiten Klasse diene das Wismuth, in dem sich ein parallel zu seiner Axe geschnittenes Prisma ebenfalls von Pol zu Pol stellt, während beide im Fall sehr naher Pole die äquatoriale Lage annehmen.

Demgemäss würden die obigen Formeln für paramagnetische Krystalle auf das Verhalten der diamagnetischen unmittelbar übertragen werden können, wenn man nur $+\mu$ mit $-\mu$ vertauscht.

---

[1] Plücker. * Pogg. Ann. 72. 315 (1847).
[2] Faraday. Zweiundzwanzigste Reihe von Experimentaluntersuchungen über Elektricität. U. A. *Philos. Transact. for 1849.* Pt. I. — * Pogg. Ann. Ergänzungsband 3. S. 1 (1853). — Im Auszug *Philos. Mag.* 34. 75 (1849). — * Pogg. Ann. 76. 144. (1849) sowie an vielen andern Orten.
[3] Wiedemann. * Pogg. Ann. 77. 534 (1849). — Vergl. hierzu * Pogg. Ann. 76. 404 (1849).
[4] Plücker. * Pogg. Ann. 77. 447 (1849). Aus einem Briefe an Faraday in *Philos. Mag.* 34. 450.
[5] Plücker. * Pogg. Ann. 86. 1. (1852, die Abhandlung ist schon vom December 1849 datirt.)
[6] Plücker. * Enumeratio novorum phaenomenorum recentissime a se in doctrina de magnetismo inventorum. Bonnae 1849. — * Commentatio de crystallorum et gazorum conditione magnetica. Bonnae 1854.
[7] Plücker und Beer. * Pogg. Ann. Bd. 81. S. 115 (1850) und Bd. 82. S. 42 (1851). Datirt vom 1. Dec. 1850.
[8] Knoblauch und Tyndall. * Pogg. Ann. 79. 233. (1850); so wie die Fortsetzung in * Pogg. Ann. 81. 481 (1850).
[9] Rammelsberg. Handbuch der Mineralchemie. Leipzig 1860. S. 208 u. 222.
[10] Knoblauch u. Tyndall. Vergleiche ausser dem Citat unter N. 8 noch * Pogg. Ann. 81. 480 (1850).
[11] Plücker. * Pogg. Ann. 78. 429 (1849).
[12] G. Rose. * Pogg. Ann. 77. 143 (1849). — * Berliner Monatsberichte für 1849, S. 137. — * Abhandlungen der Berliner Akademie für 1849.
[13] Plücker. * Pogg. Ann. 76. 576 (1849).
[14] Plücker. * Pogg. Ann. 78. 428 (1849).
[15] Rammelsberg. * Handbuch der krystallographischen Chemie. Berlin 1855.
[16] Dove. * Pogg. Ann. 40. 484 (1837).
[17] Plücker. * Pogg. Ann. 77. 447 (1849).
[18] Plücker. * Enumeratio etc. vergl. N. 6. — p. 21. — * Pogg. Ann. 86. 1. und zwar N. 9. (1852 dat. Dec. 1849.)
[19] Tyndall. An vielen Orten, z. B. * *l'Institut.* N. 920 und N. 946. * *Philos. Mag.* [4.] 2. 165 (Sept. 1851). — * Pogg. Ann. 83. 384 (1851).
[20] Hankel. * Leipziger Verhandlungen, mathematisch-physikalische Klasse, vom 6. Dec. 1851.
[21] Plücker. * Pogg. Ann. 75. 108 (1848).
[22] Tyndall. *Rep. of the British assoc. for the avanc. of scc.* 25th meeting July 1851 2. p. 15. — Cfr. * *l'Institut.* N. 920.
[23] Matteucci. * *Comptes rend.* 36. 740. (25. Avr. 1853). — Ausführlicher in * *l'Institut.* N. 1016 (22. Jun. 1853). — *Arch. des scc. phys. et nat.* Mai 1853 p. 39. — *Sillim. American Journ.* [2.] N. 43 (Jan. 1853) etc.
[24] Hunt. * *l'Institut.* N. 628 (14. Jan. 1846). * Dingler's polytechn. Journ. 99. 396 (1846).

§. 46. Magnetische Circularpolarisation.

Es ist bekannt, dass ein schief von einer nicht metallischen Fläche reflectirter oder durch einen parallel zur Axe geschliffenen Turmalin oder durch ein Nicol'sches Prisma gegangener Lichtstrahl andere Eigenschaften besitzt, als ein gewöhnlicher Strahl. Die erlangte Veränderung bezeichnet man mit Polarisation,

und alle daraus hervorgehenden Erscheinungen lassen sich durch die Annahme erklären, dass die Aetherschwingungen des gewöhnlichen Lichtes in allen Ebenen senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung stattfinden, während diejenigen des polarisirten Lichtes zwar ebenfalls senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung geschehen, aber nur in derjenigen Ebene, welche im einen Fall senkrecht auf der Einfalls- und Reflexionsebene steht, oder welche im andern Fall gleichzeitig die krystallographische Hauptaxe des Turmalins oder eine gewisse Querrichtung des NICOL'schen Prismas enthält. — Durchwandert der polarisirte Lichtstrahl eine senkrecht zur krystallographischen Hauptaxe geschliffene Quarzplatte, so erleidet er eine abermalige Veränderung, die darin besteht, dass die Schwingungsebene eine Drehung — für einige Quarzplatten nach rechts, für andere nach links — erfahren hat. Diese Drehung ist desto grösser, je brechbarer die Farbe des Lichtes ist, welches zu dem Versuch verwandt wurde, sie ist also am kleinsten für rothes, am grössten für violettes Licht. Verwendet man aber weisses Licht zum Versuch, und lässt dieses, nachdem es durch den Bergkrystall modificirt wurde, nochmals durch eine ähnliche Vorrichtung gehen, als die war, die es polarisirte, so erblickt man in jeder Lage der letzteren — analysirenden — Vorrichtung farbiges Licht. Die analysirende Vorrichtung kann nämlich nur Schwingungen von der oben näher bezeichneten Richtung fortpflanzen, und wird sonach diejenige Farbe dem Auge vorzugsweise zuführen, deren Schwingungsrichtung nach dem Austritt aus dem Bergkrystall mit der ihr eigenthümlichen Schwingungsrichtung zusammenfällt. — Die hier beschriebene Eigenschaft der gewöhnlichen Circularpolarisation theilen viele, namentlich organische Flüssigkeiten, wie Terpenthinöl, Zuckerlösung, Citronenöl, mit dem Bergkrystall. Auch im Glase kann man die Eigenschaft hervorrufen, wenn man es einem starken seitlichen Druck durch Einspannen in einen Schraubenstock aussetzt. Bergkrystall dreht aber die Polarisationsebene bei weitem am stärksten, so dass man ihn nur in unverhältnissmässig viel dünneren Schichten anzuwenden braucht, als die andern Substanzen, um gleich grosse Drehungen zu erzielen.

Die Eigenschaft nun, welche einige Substanzen an sich besitzen, die anderen durch Druck ertheilt werden kann, erhalten auch solche, denen sie an sich nicht zukommt, sobald man sie an die Pole kräftiger Magnete gleich einem Anker legt und das in axialer Richtung durch dieselben gehende Licht mit den angegebenen Vorrichtungen betrachtet. Zum Unterschied von der gewöhnlichen, mag diese mit magnetischer Circularpolarisation bezeichnet werden. Manche Substanzen sind geschickter als andere, die ursächlichen, aber noch unergründeten Veränderungen einzugehen. Hierher gehört vor Allem das FARADAY'sche schwere Glas und der Schwefelkohlenstoff. Doppelt brechenden Krystallen wird die magnetische Circularpolarisation im Allgemeinen nur sehr schwierig, dem an sich drehenden Bergkrystall aber, sowie dem gleichmässig über die ganze Länge hinweg stark gepressten Glase gar nicht ertheilt. Ebensowenig können Gase zur magnetischen Circularpolarisation bewogen werden. Sobald man die Substanzen dem Einfluss des Magnetismus wieder entzieht, haben sie die momentan gewonnene Eigenschaft auch wieder verloren.

Die Erscheinung der magnetischen Circularpolarisation kann allerdings schon unter Einfluss kräftiger Stahlmagnete beobachtet werden, sowie auch dann, wenn man die durchsichtigen Substanzen in sehr starke von galvanischen Strömen durchflossene Schraubendrähte legt. Um sie jedoch möglichst auffällig hervortreten zu lassen, wird man sich am sichersten kräftiger Elektromagnete bedienen. Hat man den zu prüfenden Körper zwischen deren Pole gelegt, so kann man sich leicht in Bezug auf den Sinn der in demselben von Statten gehenden Drehung orientiren, wenn man die Richtung des den Magneten erregenden Stromes verfolgt. Denkt man sich nämlich diesen über den Körper hinweg fortgesetzt, und bewegte er sich dann auf der obern Seite desselben von links nach rechts, so bewirkt der Körper eine Drehung der Polarisationsebene des auf den Beobachter zukommenden Strahles, die ebenfalls nach rechts geht. Nach rechts wird also der Körper drehen, wenn der durch ihn sich bewegende Lichtstrahl vom Südpol des Magneten nach dem Nordpol sich bewegt. Das Umgekehrte findet im andern Fall statt: der Körper dreht nach links, wenn ihn der Lichtstrahl vom Nordpol des Magneten nach dem Südpol durchläuft. Hierin ist aber ein wesentlicher Unterschied zwischen der magnetischen und der gewöhnlichen Circularpolarisation begründet. Denn während der Sinn der ersteren sonach von der Richtung des Lichtstrahles gegen die polare Vertheilung im Magneten abhängt, ist er im letzteren bekanntlich von der Richtung des Lichtstrahles unabhängig.

Unter sonst gleichen Umständen hängt die Grösse der Drehung ab von der Stärke der Magnetkraft, welcher die geprüfte Substanz ausgesetzt wird, und ist dieser proportional. Wenn man nun die Polenden einander sehr annähert, so wirken sie wechselsweise auf einander verstärkend ein, es wird sonach die magnetische Intensität in dem zwischen ihnen gelassenen Intervall eine grössere sein, als bei entfernteren Polen. Aus diesem Grunde allein würde also ein zwischen dieselben gebrachter Körper eine um so grössere Drehung veranlassen, je näher die Magnetpole einander stehen. Auf der anderen Seite ist aber die Drehung eine in dem Maasse grössere, eine je längere Strecke desselben vom Lichtstrahl durchlaufen wird. Das bedingt jedoch wieder einen grössern Abstand der Pole, denn wollte man den Körper über die Magnetpole hinwegragen lassen, so würden die überliegenden Stücke eine entgegengesetzte Drehung veranlassen, als der zwischen den Polen liegende Antheil. Um aber in recht schmalen Körpern, also mit möglichster Annäherung der Magnetpole nichtsdestoweniger eine starke Drehung der Polarisationsebene zu erzielen, bringt man zwischen den Polenden und dem Körper parallele und gegeneinandergekehrte Spiegelflächen an. Durch dieselben kann man es leicht dahin bringen, dass der von der einen Seite ankommende Lichtstrahl drei und mehre Male im drehenden Körper hin und wieder geht, ehe er ihn verlässt und zum analysirenden Apparat tritt. Und da nach Obigem sich der Drehungswinkel für die magnetische Circularpolarisation so oft multiplicirt, als der Strahl vor- und rückwärts geht, so wäre durch dieses einfache Mittel das Beabsichtigte erreicht.

Eine nähere Erforschung der Gesetze für die magnetische Circularpolarisation hat gezeigt, dass die an irgend einer Stelle des Magnetfeldes be-

wirkte Drehung der Polarisationsebene proportional ist der an dieser Stelle thätigen Magnetkraft. Will man also in Magnetfeldern von gewöhnlicher Beschaffenheit *a priori* die Grösse der Drehung ermitteln, so müsste man zunächst das Gesetz ausfindig machen, nach welchem sich die Intensität der Magnetkraft von Stelle zu Stelle ändert, und würde dann durch einfache Integration die mittlere Stärke der Magnetkraft des Feldes finden. Dieser proportional wäre die Drehung.

Hierbei ist vorausgesetzt, dass sich der Lichtstrahl genau in der axialen Richtung des Magnetfeldes bewegt. Ist das aber nicht der Fall, sondern ist er um einen beliebigen Winkel gegen dieselbe geneigt, dann würde die gefundene Drehung noch mit dem Cosinus dieses Winkels zu multipliciren sein, denn andere Untersuchungen haben gezeigt, dass die Drehung auch proportional ist der Componente der axialen Magnetkraft parallel zum Lichtstrahl.

Es muss noch schliesslich erwähnt werden, dass eine ähnliche Drehung, wie die für die Polarisationsebene des Lichtes beschriebene, auch für die Polarisationsebene der strahlenden Wärme nachgewiesen, aber bei der Schwierigkeit des Gegenstandes noch nicht bis in alle Details untersucht worden ist. —

I. Gleich dem seit §. 42 behandelten, wurde auch der andere Theil von FARADAY's Entdeckung, nämlich die Drehung der Polarisationsebene infolge der Einwirkung des Magnetismus auf durchsichtige Substanzen, zuerst durch die Tagesliteratur bekannt. Als erste Nachricht ist ein Schreiben von J. SOUTH [1] zu erwähnen. Demnächst wurde am 19. Januar 1846 der in §. 42, N. I citirte Brief FARADAY's [12] an DUMAS vor der französischen Akademie verlesen, und am 26. Jan. 1846 hatte POUILLET [3] die darin beschriebenen Versuche daselbst wiederholt. Die erste von FARADAY selbst herrührende Veröffentlichung ist in der neunzehnten Reihe von Experimentaluntersuchungen „über die Magnetisirung des Lichtes und die Beleuchtung der Magnetkraftlinien“ [4] enthalten. Die Erscheinung besteht wesentlich in Folgendem.

FARADAY bediente sich zunächst eines 2 Zoll im Quadrat haltenden und 0,5 Zoll dicken Stückes von kieselborsaurem Blei (des von ihm zuerst dargestellten schweren Glases) mit polirten Endflächen, und versah es vorn und hinten mit NICOL'schen Prismen, so dass sich ein polarisirter Lichtstrahl durch dieses System hindurch bewegen konnte. Als Lichtquelle diente eine Lampe, oder in anderen Fällen Sonnenlicht. Diese Vorrichtung wurde derart zwischen die Pole eines nicht besonders stark erregten Elektromagneten gestellt, dass der Lichtstrahl und die axiale Linie einander parallel liefen. Wurde der magnetisirende Strom geschlossen, so drehte sich sofort die Schwingungsebene des polarisirten Lichtes ähnlich, als ob eine dünne Bergkrystallplatte sich zwischen den NICOL'schen Prismen statt des schweren Glases befunden hätte. Ist der dem Beobachter nächste Magnetpol ein Nordpol, so geschicht die Drehung nach rechts, also im Sinn der Bewegung eines Uhrzeigers; ist derselbe aber ein Südpol, so geschieht die Drehung nach links (2152—55). Der Sinn der Drehung ist also identisch mit dem des magnetisirenden Spiralstromes, wenn man sich denselben von Pol zu Pol über das Magnetfeld hinweg fortgesetzt denkt.

Hieraus ergiebt sich nun vor Allem ein wesentlicher Unterschied zwischen der gewöhnlichen Circularpolarisation und der durch Magnetismus hervorgerufenen, indem im letzteren Fall der Sinn der Drehung wesentlich von

der Richtung der Magnetkraft abhängt. Bringt man nämlich ein Stück Glas zwischen die Magnetpole und sieht durch dasselbe vom Nordpol nach dem Südpol, so dreht es rechts und bietet dieselben Erscheinungen dar, wie eine ebenfalls rechts drehende Bergkrystallplatte. Lässt man aber, alles Andere ungeändert, das Licht von der entgegengesetzten Seite in Glas und Krystallplatte eintreten, so verhalten sie sich entgegengesetzt: das Glas dreht jetzt nach links, der Bergkrystall immer nach rechts (2231). Gestützt auf diese Thatsache, brachte FARADAY [5] ein sinnreiches Mittel in Anwendung, um dem polarisirten Lichtstrahl eine grössere Drehung zu ertheilen. Versieht man nämlich den zu prüfenden Körper wie in *Fig. 348* bei a und a_1 mit Spiegelbelegen, so kann man, je nachdem man das Auge bei o tiefer oder höher stellt, es leicht dahin bringen, dass der Strahl an jedem Belege ein oder mehre Male reflectirt, das magnetisirte Mittel drei oder mehre Male nach einander durchwandern muss. Da aber die magnetische Drehung, absolut genommen, die entgegengesetzte ist für den Hingang und für den Rückgang, so unterstützen sie sich in dem Maasse, als dadurch der Weg des Strahles innerhalb des Körpers ein längerer wird. Eine andere Art die Spiegelbelege a a_1 a_2 anzubringen ist aus *Fig. 349* ersichtlich und von selbst verständlich. Die Belege können entweder durch Versilberung der vorher polirten Flächen gewonnen werden, oder durch Stahlspiegel, die einfach an den Polenden des Magneten befestigt, die zu prüfenden Substanzen zwischen sich enthalten, und die überdem den Vortheil bieten, dass dieselben Spiegel für verschiedene Substanzen gebraucht werden können. Durch dieses Hülfsmittel erlangt man aber noch den weiteren Gewinn, dass man den Vorgang in einem sehr engen, und deshalb, wegen der Annäherung der Pole weit wirksameren Magnetfeld stattfinden lassen kann. Wie leicht zu sehen ist, kann man sich diese Vortheile in an sich circular polarisirenden Substanzen nicht verschaffen.

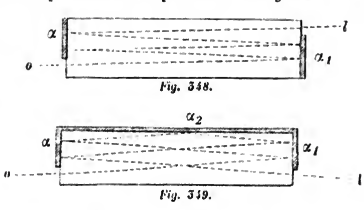


Fig. 348.

Fig. 349.

II. Was nun die magnetisirende Vorrichtung betrifft, so ist es jedenfalls am zweckmässigsten, sich eines grossen Elektromagneten wie *Taf. I*, *Fig. VII*, zu bedienen und seine Polenden mit durchbohrten Halbankern zu versehen, oder wenigstens mit solchen, in welche Rinnen (etwa wie die in der Nebenfigur d skizzirten) nach der axialen Richtung eingehobelt sind. Dadurch wird es möglich, die zu prüfende Substanz in den wirksamsten Theil zu bringen. — Ein vielfach angewandter Apparat ist der von Herrn RUHMKORFF [6] in Paris eigens zu dem in Rede stehenden Zweck construirte, und in einem Bericht von POUILLET, BABINET und BIOT [7] zwar günstig beurtheilte, aber nur in Ermangelung grösserer zu empfehlende Elektromagnet. Es ist nämlich nicht der hufeisenartige Eisenkern, sondern es sind die auf denselben aufzuschraubenden cylindrischen und axial durchbohrten Halbanker mit der magnetisirenden Spirale umgeben. Die Durchbohrungen stehen einander gegenüber, so dass man gleichzeitig durch beide nach ihrer Axenrichtung sehen kann. Zwischen ihnen wird der zu untersuchende Körper und an ihren beiden Enden werden die Polarisationsvorrichtungen angebracht. Ein grösseres Exemplar eines RUHMKORFF'schen Elektromagneten ist in *Fig. 350* (S. 348) für $^1/_{10}$ der linearen Abmessungen im Durchschnitt gezeichnet. Es sind e und e_1 die mit den Kupferdrahtrollen s und s_1 umgebenen Halbanker. Diese sind an die rechtwinklich gebogenen Eisenstangen b und b_1 angeschraubt, und letztere lassen sich wiederum

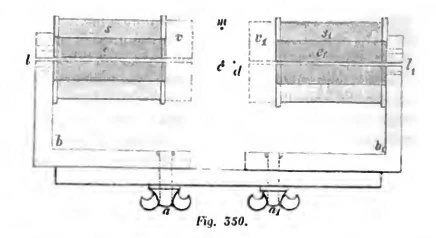


Fig. 350.

mittelst der Pressschrauben a und a_1 in verschiedener Entfernung von einander auf einer eisernen Unterlage feststellen, um die Länge des Magnetfeldes innerhalb gewisser Grenzen variiren zu können. An die Polenden der Eisenkerne e und e_1 können Platten wie v und v_1 oder statt derselben konische Verlängerungen aufgeschraubt werden. Die Durchbohrung befindet sich in der Richtung $l\ c\ l_1$.

Von noch beschränkterer Anwendung ist die folgende zuerst durch Böttger[8] bekannt gewordene, aber schon von Faraday (2209) benutzte Vorrichtung. Sie besteht aus einem oder mehren in einander zu schiebenden, hohlen und 5 oder mehre Zolle langen Cylindern von Eisenblech, welche über ihre ganze Länge mit einer dicken magnetisirenden Spirale umgeben werden. Die auf Circularpolarisation zu untersuchenden Substanzen werden entweder direct in den Hohlraum gebracht, wenn es feste Körper sind, oder sie werden für den Fall tropfbarer Flüssigkeiten in Glasröhren eingeschlossen, die an beiden Enden mit ebenen Glasplatten bedeckt sind. Vor und hinter der Röhre angebrachte Nicol'sche Prismen polarisiren das eintretende und analysiren das austretende Licht. — Faraday bediente sich dreier Eisenröhren von 27 Zoll Länge und $^1/_8$ Zoll Wanddicke. Er beobachtete für die engste allein ein gewisses Drehvermögen, welches vermehrt wurde durch Ueberschieben der nächst weiteren Röhre; das Drehvermögen wurde aber wiederum vermindert, als auch noch die dritte Röhre darüber kam. Dieselbe Beobachtung hatte ich schon unmittelbar nach dem Erscheinen der Böttger'schen Abhandlung gemacht, und wurde dadurch zu der in §. 17, N. IV mitgetheilten Untersuchung veranlasst, welche den Erklärungsgrund dieser Thatsache abgiebt. — Auch durch starke Stahlmagnete ist die Erscheinung von Faraday (2155) und Anderen dargestellt worden, sowie durch einfache Spiraldrähte ohne Eisenkerne (2170. 2190—93). Im letzten Falle ist jedoch die Wirkung ungleich schwächer als bei Anwendung von Eisenkernen. Dazu kommt, dass ohne eingelegten Eisenkern die infolge der Circularpolarisation auftretende Farbenänderung momentan mit Schliessung des Stromes sichtbar wird, während im andern Fall eine sehr merkliche Zeit vergeht, bis das durch die Drehung entstandene Bild seinen vollen Glanz erhält. Bei Unterbrechung des Stromes verschwindet aber in beiden Fällen die Farbe plötzlich. Dieses rührt daher, dass der Eisenkern viel mehr Zeit gebraucht, um seine volle Kraft zu entfalten, als um dieselbe wieder zu verlieren (vergl. §. 38, N. IV). Obschon Faraday gleich mit der ersten Beobachtung diese Erklärung gab, glaubte doch E. Becquerel[9] sie aus einer allmäligen Molekularänderung der zu prüfenden Substanz herleiten zu können.

Mittelst Entladungen einer Kleist'schen Batterie, oder durch rasch wiederkehrende inducirte Ströme, konnte Faraday keine Circularpolarisation hervorrufen. (2217).

Wegen der Bemerkungen in §. 16, N. IX, S. 123, ist noch folgender Versuch Faraday's zu erwähnen (2205). Es wurde eine 20 Zoll lange und 0,3 Zoll

weite Rolle aus übersponnenem Kupferdraht gebildet, und in eine weite Röhre mit Wasser gelegt. Als der Strom durch das Kupfer ging, trat das Drehvermögen (analog dem Magnetisirungsvermögen in dem allegirten Versuch) nur innerhalb der Rolle, nicht in dem Wasser ausserhalb derselben ein.

III. Anlangend ferner die Polarisationsvorrichtung, so reichen zwei NICOL'sche Prismen wohl aus, um die Erscheinungen mit Hülfe starker Elektromagnete sichtbar zu machen. Handelt es sich aber darum, feine Unterschiede wahrzunehmen, so sind als empfindlichere Hülfsmittel diejenigen zu empfehlen, die bei der Messung der Circularpolarisation überhaupt in Anwendung gebracht werden, namentlich SOLEIL's Doppelplatte oder monochromatisches Licht. SOLEIL's Doppelplatte besteht aus zwei nebeneinander liegenden und senkrecht zur Axe geschliffenen Bergkrystallplatten, von denen die eine rechts, die andere links dreht, und welche beide genau dieselbe Dicke von $3{,}75^{\text{mm}}$ haben. Beide zeigen bekanntlich, zwischen zwei Polarisationsvorrichtungen mit parallelen Schwingungsebenen gebracht, die sogenannte Uebergangsfarbe, welche, wenn das Drehvermögen der einen Platte durch gleichzeitige Anwesenheit der magnetisch drehenden Substanz um die geringste Grösse vermehrt, also das der andern vermindert wird, in roth resp. blau übergeht. Die Verschiedenheit der nebeneinander sichtbaren Farbentöne ist dann leichter wahrzunehmen, als wenn man dieselbe Farbenänderung nacheinander hervorbringt. Dazu kommt, dass die immerhin schwache magnetische Rotation ohne Zuhülfenahme einer an sich drehenden Substanz nur zu Farbenerscheinungen Anlass giebt, welche von Weiss sehr wenig verschieden sind, in denen also kleinere Unterschiede leichter verschwinden, als in dem Contrast verschiedener und gesättigter Farben.

Die Anwendung monochromatischen Lichtes lässt sich durch Beleuchtung mit einer heissen Flamme, in der ein Natriumsalz glüht, oder durch Einschaltung von Substanzen herbeiführen, welche nur eine Farbe des Spectrums hindurchlassen. Am zweckmässigsten ist eine zwischen ebenen farblosen Glasplatten eingeschlossene Schicht von schwefelsaurem Ammoniakkupfer, welche in geeigneter Dicke und Concentration alle Strahlen des Spectrums absorbirt, mit Ausnahme der dunkelblauen, in der Nachbarschaft der FRAUNHOFER'schen Linie *G*. Ist auf die eine oder andere Weise homogenes Licht gewonnen, so lässt sich durch Kreuzung der Schwingungsebene im polarisirenden und im analysirenden Apparat ein sehr dunkles Gesichtsfeld herstellen. Durch Einfluss der magnetisch rotirenden Substanz wird dasselbe aber wiederum erhellt, und kann durch Drehung der analysirenden Vorrichtung abermals auf seine frühere Dunkelheit zurückgeführt werden. Die Grösse der hierzu nöthigen Drehung misst das Rotationsvermögen der magnetisirten Substanz für die gerade angewandte Farbe. Offenbar wird man also unter sonst gleichen Umständen für das schwefelsaure Ammoniakkupfer grössere Drehungen erzielen, als für Natriumlicht oder für rothes Glas.

Eine besonders zu Messungen geeignete Methode, welche WIEDEMANN in Anwendung brachte, mag erst später beschrieben werden.

IV. FARADAY sprach Anfangs die Meinung aus, es rühre die Erscheinung der magnetischen Circularpolarisation her von einer unmittelbaren Einwirkung des Magnetismus auf das Licht, oder auf den die Lichtvibrationen bedingenden Aether. Dem glaubte jedoch schon ARAGO sogleich beim ersten Bekanntwerden der Entdeckung vor der französischen Akademie widersprechen zu müssen [2], indem er sich auf andere Molekularveränderungen berief, welche die Körper unter Einfluss des Magnetismus erleiden. Jener Ansicht ist auch keiner derjenigen Forscher beigetreten, welche sich nachmals mit Untersuchungen der magnetischen Circularpolarisation beschäftigten. Vor Allem spricht aber dagegen, dass die Grösse der

magnetischen Circularpolarisation abhängig ist von der chemischen und mechanischen Beschaffenheit derjenigen Körper, welche man den magnetischen Einwirkungen unterwirft. Würde aber die Circularpolarisation blos herrühren von einer Einwirkung des Magnetismus auf den Aether, so müsste ihre Grösse entweder unabhängig sein von der Substanz, oder sie könnte sich höchstens als eine Function von dem Strahlenbrechungsvermögen derselben erweisen, was, wie das Folgende herausstellen wird, nicht zutrifft.

Faraday untersuchte ausser dem schweren Glas noch folgende Substanzen: borsaures Blei, das schon bei der Siedehitze des Oeles erweicht, und sich leicht durchsichtig und gut gekühlt darstellen lässt, zeigte ein ebenso starkes Drehvermögen als das kieselborsaure Blei. Das Flintglas zeigte ein schwächeres und Kronglas ein noch geringeres Drehvermögen. Steinsalz, Flussspath und Alaun gaben nur schwache Anzeigen (2176—77). Blattgold blieb ohne Wirkung (2182). Von Flüssigkeiten wurden Wasser, Alkohol, Aether und viele fette ätherische Oele untersucht und wirksam gefunden (2184).

An Gasen haben weder Faraday (2186) noch Andere ein magnetisches Rotationsvermögen entdecken können. Apparate, welche Despretz [10] behufs näherer Untersuchung der Gase in Vorschlag brachte, scheinen nicht zur Ausführung gekommen zu sein.

Eine grosse Menge Substanzen wurden von Matthiessen [11] in Bezug auf ihr magnetisches Drehvermögen untersucht. Unter 220 Glassorten zeigten 23 ein grösseres Vermögen als Faraday's schweres Glas, ein mehr als doppelt so grosses zeigten sogar Gläser von der Zusammensetzung $Si\,O_3 \cdot 6Pb\,O$ und $Si\,O_3 \cdot 4Pb\,O$. Doch widerstehen von allen nur drei dem Einfluss der Atmosphäre, nämlich ein kobalthaltiges Flintglas, ein an Thonerde reiches Silico-Aluminat von Bleioxyd und Kali, sowie ein alkalifreies aber kieselreiches Silico-Aluminat von Bleioxyd. Im Allgemeinen sind die Silicate und die Chloride am empfindlichsten und Bleioxyd ist die kräftigste Base. Eisen-, Kobalt- und Nickelgläser sind zu undurchsichtig, als dass sie sich bei grossem Metallgehalt in dicken Schichten untersuchen liessen. Eine Gegenwart von Bittererde, Strontian, Baryt, Gold, Kupfer, Uran, Chrom und Mangan bewirkt keinen Unterschied, wogegen Kalk, Natron und Kali das Drehvermögen schwächen. Nach dem Guss erweichte Gläser verlieren oft von ihrer Empfindlichkeit bis zu einem Viertel; die rasch gekühlten zeigen dagegen andere Uebelstände, von denen später gehandelt werden mag. Wurde mittelst Prismen aus wirksamen Gläsern das Spectrum dargestellt, so konnte auch unter Einfluss eines sehr kräftigen Magneten eine Aenderung der Fraunhofer'schen Linien nicht wahrgenommen werden. Was die durchsichtigen Krystalle betrifft, so konnte unter etwa 100 untersuchten Substanzen nur das Steinsalz wirksam gefunden werden. Eine Aufzählung der oben erwähnten wirksamsten Glassorten kann hier um so eher übergangen werden, als ihr Drehvermögen auf eine Dicke, Maximumdicke genannt, reducirt wurde, welche nur für den angewandten Magneten eine Bedeutung hat.

Hierzu fügte Bertin [12] den Schwefelkohlenstoff, indem er dessen Drehvermögen dreimal stärker als das des Wassers fand, und das Zinnchlorid, welches ein noch stärkeres Drehvermögen zeigt. In der folgenden Tabelle sind Zahlenwerthe zusammengestellt, welche von Faraday (2215) einerseits und von Bertin anderseits für das Drehvermögen verschiedener Substanzen gefunden wurden. Zu bemerken ist, dass dieselben nicht unerheblich von einander abweichen, und dass Faraday das magnetische Drehvermögen des Terpenthinöls (abgesehen von dem ihm innewohnenden gewöhnlichen) zu einer bedeutenden Höhe bestimmte.

	Wasser = 1	
	FARADAY	BERTIN.
Schweres Glas	6,0	4,00
GUINAND's Flintglas	—	3,48
MATTHISSEN's Flintglas	—	3,32
Sehr dichtes Flintglas	—	2,20
Gemeines Flintglas	2,8	2,12
Terpenthinöl	11,8	—
Steinsalz	2,2	—
Zinnchlorid	—	3,08
Schwefelkohlenstoff	—	2,96
Phosphorchlorür	—	2,04
Gelöstes Chlorzink	—	2,20
Gelöstes Chlorkalium	—	1,80
Wasser	—	1,00
Alkohol (36° B.)	—	0,72
Aether	—	0,60

Schon aus den bisher mitgetheilten Versuchsreihen, mehr aber noch aus den absichtlich zu dem Zweck ausgeführten von BÖTTGER [13] und von E. BECQUEREL [14] geht hervor, dass der Sinn der magnetischen Circularpolarisation gänzlich unabhängig ist von der paramagnetischen oder diamagnetischen Beschaffenheit des untersuchten Körpers. Ersterer verglich zu dem Ende destillirtes Wasser, Alkohol, Aether u. s. w. mit Lösungen von Blutlaugensalz oder Eisenvitriol, und fand, wenn auch eine verschieden starke, so doch in allen Fällen eine gleichsinnige Drehung. Letzterer fasste das Problem etwas allgemeiner, indem er für die in nachfolgender Tabelle verzeichneten Substanzen gleichzeitig den specifischen Magnetismus (vergl. §. 43, N. II, S. 574) und das magnetische Drehvermögen bestimmte. Das letztere anlangend, wurde es auf gleiche Längen der Substanzen reducirt, wenn nicht dieselbe Glasrinne zur Aufstellung derselben im Magnetfeld benutzt worden war, und es wurden die gewonnenen Zahlen auf eine Drehung des Wassers = 10 bezogen.

Substanzen	Rotationen für Wasser = 10	Specifischer Magnetismus bei gleichem Volumen in Luft	Specifisches Gewicht
Destillirtes Wasser	10,00	— 10,00	1,0000
Eisenchlorür von zwei verschiedenen Concentrationen	9,45	+ 91,93	1,0695
	3,00	+658,1	1,4334
Gewöhnlicher Alkohol	9,02	— 8,50	—
Magnesiumchlorür	16,10	— 12,00	1,3197
Schwefelsaures Nickel	13,55	+ 21,60	1,0827
Chlorkalium	16,10	— 11,6	—
Schwefelkohlenstoff	29,30	— 13,3	—

Wenn nun auch diese Zusammenstellung zeigt, dass die paramagnetischen Substanzen ein sehr schwaches, die diamagnetischen ein ungleich stärkeres Rotationsvermögen besitzen, so beweist sie doch ebensowohl das oben Gesagte, indem sich ein Verhältniss zwischen den beiden Klassen von Erscheinungen in keiner Weise herausstellt.

V. Krystallinische Substanzen und solche, welche an sich schon die Eigenschaft der Circularpolarisation besitzen, zeigen ein sehr verschiedenes Verhalten zwischen den Magnetpolen. Bergkrystall war schon von Faraday (2178) vor dessen erster Veröffentlichung untersucht worden. Ein 4 Zoll langes Stück gab ebensowenig Anzeigen von Wirkung, als ein Würfel von $^3/_4$ Zoll in Seite, der so geschnitten war, dass zwei seiner Flächen winkelrecht gegen die Krystallaxe lagen. Im Gegensatz hierzu beobachtete E. Becquerel [9], dass zwei übereinander gelegte Quarzplatten von genau gleichem und entgegengesetztem Drehvermögen, welche sich also bei unthätigem Magneten compensirten, eine deutliche, aber freilich viel schwächere Drehung als andere Substanzen zeigten, sobald der Magnet wirksam wurde. Auch soll eine soleil'sche Doppelplatte von 6,5^{mm} Dicke, auf die Uebergangsfarbe eingestellt, mit der Thätigkeit des Magneten auf einer Hälfte eine röthlichere, auf der andern eine bläulichere Färbung gezeigt haben. Doch konnte nicht für alle untersuchte Bergkrystalle eine magnetische Drehung beobachtet werden. Infolge dieser Mittheilungen wiederholte Faraday [5] seine früheren Versuche, mit Anwendung versilberter Flächen. Aber es zeigte weder der Würfel von $^3/_4$ Zoll Seite bei neunmaliger Reflexion und nach allen Richtungen geprüft, noch ein Quarzkrystall von 2,3 Zoll Länge, irgend welche Drehung. Da nun Becquerel bei späteren Gelegenheiten seine frühere Behauptung nicht aufrecht erhielt, müssen wir annehmen, dass dem Quarz das magnetische Drehvermögen abgeht.

Ebensowenig wurde von Faraday als von Becquerel an Kalkspath, auch bei mehrfachen Reflexionen eine Wirkung wahrgenommen.

Schwefelsaures Baryt, schwefelsaurer Kalk, kohlensaures Natron, sowie andere doppelt brechende Krystalle verhielten sich wie Kalkspath und Bergkrystall. Eis gab unsichere Resultate. An einem gelblichen Beryll beobachtete aber Becquerel 5° Drehung, keine dagegen bei zwei grünlichen. Ein dunkelgelber Turmalin parallel zur Axe geschliffen gab schwache, aber wahrnehmbare Wirkung, nicht aber ein schwach gefärbter und senkrecht zur Axe, sowie zwei grüne parallel zur Axe geschliffene.

Die Flüssigkeiten, welche an sich schon ein Drehvermögen besitzen, scheinen alle wirksam zu sein, indem dasselbe je nach der Richtung des Magnetismus vermehrt oder vermindert wird. Faraday untersuchte namentlich: Ricinusöl, Harzöl, Spicaöl, Lorberöl, Kanadabalsam, alkoholische Lösung von Kampher und Aetzsublimat, Lösung von Zucker, Weinsäure, weinsaurem Natron, schwefesaurem Nickel (welches rechts dreht), Kopaivabalsam, Kamphin, Terpenthinöl (2187).

Bertin [15] hat auch die durch das fresnel'sche Parallelepiped hervorgebrachte Circularpolarisation der magnetischen Einwirkung unterworfen, doch sind die darüber lautenden Mittheilungen zu kurz, als dass sich daraus ein Verständniss der Vorgänge entnehmen liesse.

Ausserdem tritt das Phänomen der gewöhnlichen Circularpolarisation bekanntlich noch in Krystallen von chlorsaurem Natron, in schnell gekühlten und in gepressten Gläsern auf. Die erstere Substanz scheint auf die magnetischen Einflüsse nicht untersucht worden zu sein, obschon sie interessanter Weise das mit den circularpolarisirenden Flüssigkeiten gemein hat, dass sie alle von jeder Richtung kommenden Strahlen dreht, während beim Bergkrystall das nur für die in der Axe sich bewegenden Strahlen der Fall ist. Was die schnell gekühlten Gläser betrifft, so verlieren sie nach Matthiessen [11] etwas an der Empfindlichkeit für die magnetische Drehung, was jedoch Bertin [12] nicht beobachtet zu haben scheint. Auch sollen plötzliche Unterbrechungen oder Umkehrungen des magnetisirenden

Stromes die durch die schnelle Kühlung hervorgebrachte Spannung temporär vermindern und dem entsprechend die magnetische Drehung vermehren.

Anlangend endlich die mechanisch gepressten Gläser, so sind über dieselben infolge einer zuerst durch Melloni [16] bekannt gewordenen Beobachtung Matteucci's [17] mehrfache Untersuchungen veranlasst worden. Matteucci maass die Drehung mit Soleil's Doppelplatte. Doppeltbrechende Krystalle, wie auch Krowglas erhielten durch Pressung mit einer aus optischen Versuchen bekannten Schraube keine circularpolarisirenden Eigenschaften. Wurde aber Flintglas oder Faraday's schweres Glas gepresst und in den Polarisationsapparat gebracht, so trat sofort eine verschiedene Färbung der beiden Quarzplattentheile auf. Bei Herstellung des magnetisirenden Stromes entstand überdem noch die magnetische Drehung, doch verschieden nach rechts und links bei wechselnder Stromesrichtung. Musste nämlich vor der Magnetisirung das Ocular zur Compensation der entstandenen Farbenänderung nach $\left\{\begin{matrix}\text{rechts}\\ \text{links}\end{matrix}\right\}$ gedreht werden, so war die Wirkung des Magnetismus nachmals ebenfalls stärker, wenn man eine Drehung nach $\left\{\begin{matrix}\text{rechts}\\ \text{links}\end{matrix}\right\}$ veranlasste als im umgekehrten Fall. Die Werthe betrugen nach der einen Seite $5^{0}—8^{0}$, nach der andern $3^{0}—4^{0}$. Nachdem die Pressung aufgehoben war, betrugen die magnetischen Drehungen nach beiden Seiten wieder gleich viel.

Diese auffälligen Ergebnisse veranlassten zunächst Wertheim [18], sich mit dem Gegenstand zu beschäftigen. Er änderte die Presse wesentlich in sofern ab, dass nicht, wie es gewöhnlich zu sein pflegt, nur einzelne Stellen des Glases dem Druck ausgesetzt sind, sondern dass dieser gleichmässig über die ganzen Flächen hinweg wirkte. Allgemein stellte sich dabei zunächst abgesehen von dem Magnetismus heraus, *dass man verschiedenen Glassorten von verschiedenen Elasticitätscoefficienten dieselbe lineare Zusammendrückung angedeihen lassen muss, wenn sie dasselbe Vermögen der Doppelbrechung zeigen sollen.* Wurden die Gläser aber ausserdem noch der Magnetkraft unterworfen, so zeigte sich, *dass die daraus resultirende Drehung in dem Maasse verschwand, als der Druck zunahm.* Im Flintglas verschwand z. B. eine magnetische Rotation von 10^{0} bei einem Druck, der noch nicht eine Gangdifferenz von $\frac{1}{4}$ Welle bewirkte. Daraus darf aber gefolgert werden, *dass die in einigen doppeltbrechenden Krystallen (Kalkspath) fehlende, in andern (Beryll) hervortretende magnetische Rotation von gewissen Differenzen in der Spannung der kleinsten Theilchen herrühre, und dass sie, da sie auf mechanischem Wege geändert werden kann, nicht einer Einwirkung des Magnetismus auf den Aether, sondern einer Einwirkung auf die Substanz beizumessen sei.* —

War somit nachgewiesen, dass das Glas keine magnetische Circularpolarisation zeigt, wenn es genügend stark über seine ganze Länge hinweg gleichmässig gepresst wird, dass also die von Matteucci beobachtete wahrscheinlich nur herrührt von dem Einfluss des Magnetismus auf die vor und hinter der Zusammendrückungsstelle unveränderten Orte des Glases: so zeigte Edlund [19], dass auch die andere beobachtete Auffälligkeit nicht der magnetischen Einwirkung beizumessen sei, die nämlich, dass die Circularpolarisation grösser ausfällt nach derjenigen Richtung, nach welcher das Glas schon an sich in Folge der Pressung eine Drehung hervorruft, als wenn die Drehung nach der andern Seite bewirkt wird, indem sie sich ohne alle Anwendung des Magnetismus in folgender Weise wiederholen lässt. Das Licht einer Lampe wurde durch ein Nicol'sches Prisma polarisirt, ging durch eine Soleil'sche Doppelplatte, durch das gepresste Glasprisma und endlich durch ein

NICOL'sches Prisma zum Auge. Beide NICOL'sche Prismen waren um den Lichtstrahl als Axe vor einem getheilten Kreise drehbar. Anstatt aber die Drehung der Polarisationsebene durch Magnetismus zu bewirken, wurde sie durch eine Verstellung des polarisirenden Prismas hervorgebracht. Hätte nun statt des gepressten Glases eine Quarzplatte im Apparat gelegen, so wäre eine gleich grosse Verstellung des analysirenden Prismas nothwendig geworden, um wieder Farbengleichheit für die beiden Hälften der Doppelplatte herbeizuführen. Anders verhielt es sich dagegen mit dem gepressten Glase. Hier war zu der beabsichtigten Compensation eine {grössere / kleinere} Verstellung des analysirenden Prismas als des polarisirenden nöthig, wenn das gepresste Glas nach {derselben / der entgegengesetzten} Richtung drehte, als nach welcher jene Verstellung ausgeführt worden war. Der Unterschied beider Verstellungen war abhängig von der Neigung der Polarisationsebene gegen die Richtung der Zusammendrückung. Ein genauer Nachweis über diesen Zusammenhang konnte jedoch nicht geführt werden, wahrscheinlich desswegen, weil wegen Unregelmässigkeiten bei Ausübung des Druckes die Richtung der grössten und kleinsten Dichtigkeit im Glase nicht genau senkrecht aufeinander stand.

VI. In Betreff einer Abhängigkeit des magnetischen Drehvermögens von der Temperatur des Körpers findet sich nur eine einzige Notiz bei MATTEUCCI [17] dahin gehend, dass schweres Glas und Flintglas bei der Temperatur des siedenden Oeles für gleiche Magnetkraft eine fast doppelt so starke Rotation zeigen, als bei gewöhnlicher Temperatur.

VII. Ueber die Abhängigkeit der Circularpolarisation von der Stärke der erregenden galvanischen oder magnetischen Kraft liegen drei Untersuchungen, und zwar von BERTIN [12], von WIEDEMANN [20] und von VERDET [21] vor. WIEDEMANN bediente sich des galvanischen Stromes ohne eingelegten Eisenkern zur Erregung der Circularpolarisation, und brachte die folgende sinnreiche Untersuchungsmethode in Anwendung. Ein vom Heliostaten reflectirter und durch einen Spalt in das dunkle Zimmer tretender Lichtstrahl bewegte sich nach einander durch ein NICOL'sches Prisma, durch die zu untersuchenden circularpolarisirenden Substanzen, und durch ein zweites NICOL'sches Prisma, das um den Strahl als Axe vor einem getheilten Kreise drehbar war, nach einem Glasprisma mit verticalem brechenden Winkel. Das aus letzterem austretende Farbenspectrum trat in ein Fernrohr und zeigte in demselben die FRAUNHOFER'schen Linien. Bei dieser Anordnung verlöschte nun durch Interferenz je nach dem Rotationsvermögen der in Anwendung gebrachten Substanz, oder je nach der Stellung der Schwingungsebenen der beiden Nicols eine Farbe von ganz bestimmter Brechbarkeit, was sich durch einen dunklen Streifen im Spectrum markirte. Durch Drehung des analysirenden Nicols konnte also dieser von einem Ende des Spectrums zum andern bewegt werden. Bei dem an sich schwachen elektrodynamischen Drehvermögen konnte nun voraussichtlich dieser Streifen nicht mit einer, zu genauen Messungen genügenden Schärfe hervortreten. Desshalb wurde ausser der der elektrodynamischen Drehung unterworfenen Substanz noch eine andere Flüssigkeit zwischen beiden Nicols eingeschalten, welche an sich schon die Polarisationsebene dreht, so dass nur die mit dem Schliessen des Stromes hervortretende Verrückung des stets vorhandenen Interferenzstreifens gemessen zu werden brauchte. Und das machte es denn hinwiederum zur Bedingung, zunächst für diese Flüssigkeit das den verschiedenen Farben zukommende Drehvermögen zu ermitteln. Zu dieser Voruntersuchung wurden zwei Sorten Terpenthinöl (von denen die eine rechts, die andere links drehte) und Citronenöl angewandt, und es zeigte sich, dass das von BIOT aufgestellte Gesetz

nach welchem die Drehung der Polarisationsebene einer Farbe dem Quadrat ihrer Wellenlänge umgekehrt proportional sein soll, sich ebensowenig bei diesen Flüssigkeiten bewährt, wie (nach BROCH) beim Bergkrystall.

Das elektrodynamische Drehvermögen wurde zunächst am Schwefelkohlenstoff untersucht. Eine damit gefüllte und von einer 6 Pfund schweren Spirale aus starkem Kupferdraht umgebene Röhre befand sich zu dem Ende ausser einer der genannten Flüssigkeiten in dem Weg des Lichtstrahles. Dann wurden nach einander die FRAUNHOFER'schen Linien *D*, *E*, *b*, *F*, auf den Verticalfaden des Fernrohres eingestellt, und durch Drehung des analysirenden Prismas der Interferenzstreifen mit diesen zur Coincidenz gebracht. Bei nachmaliger Schliessung des Stromes durch die Drahtspirale erfuhr der Streifen eine Verrückung, und zwar je nach der elektrodynamischen Rotation vorwärts oder rückwärts. Durch Verstellung des analysirenden Nicols bis zur abermaligen Coincidenz des Streifens mit dem Verticalfaden war es sonach möglich, den elektrodynamischen Rotationswinkel zu ermitteln. In der folgenden Tabelle ist derselbe für die genannten FRAUNHOFER'schen Linien unter den Ueberschriften „beob." und für die in der ersten Columne aufgeführten und mittelst der Tangentenbussole gemessenen Stromstärken verzeichnet. Die mit „ber." überschriebenen Zahlen wurden unter der Annahme der Proportionalität zwischen Stromstärke und Drehung berechnet.

Stromst.	*D*		*E*		*b*		*F*	
	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.
260	0,7	0,6	1,1	1,1	1,1	1,2	—	—
325	1	1	1,25	1,3	—	—	—	—
364	1	1	1,3	1,4	1,4	1,5	1,5	1,7
394	1,2	1,15	1,7	1,6	1,75	1,7	1,9	1,9
456	1,4	1,35	1,75	1,8	2,0	1,9	2,3	2,2
521	1,5	1,54	2,2	2,1	2,25	2,2	2,5	2,5

Bei einer andern Versuchsreihe wurde die Schwefelkohlenstoffröhre beseitigt und die mit Terpenthinöl gefüllte Röhre in den galvanischen Schraubendraht gelegt. Die für verschiedene Stromstärken dann ausser dem eigenthümlichen Drehvermögen noch hinzukommenden Rotationswinkel sind analog der vorigen in der folgenden Tabelle (und hier überdem noch für die dunkle Linie *C*) verzeichnet.

Stromst.	*C*		*D*		*E*		*b*		*F*	
	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.
435	0,5	0,4	0,6	0,5	0,7	0,7	0,7	0,75	0,8	0,9
650	—	—	0,7	0,8	1,0	1,0	1,15	1,1	1,4	1,3
839	—	—	1,0	1,0	1,4	1,35	1,45	1,4	1,7	1,7
966	0,8	0,9	1,25	1,2	1,5	1,55	1,6	1,65	1,85	1,9
1111	1,0	1,05	1,3	1,3	1,7	1,80	1,8	1,9	2,1	2,2
1280	—	—	1,7	1,6	2,2	2,10	1,3	2,2	7,2	2,6

Da nun die beobachteten und die berechneten Werthe gut zu einander stimmen, ist zu schliessen, dass die elektrodynamische Ablenkung der Polarisationsebene sowohl bei an sich drehenden Substanzen, als auch bei solchen, welche das Licht an sich nicht zu drehen vermögen, der Intensität des sie erzeugenden Stromes proportional ist. — Vergleicht man ferner die irgend einer Stromstärke hiernach zukommenden Drehungen mit den Wellenlängen der mit *C*, *D*, *E*, *b*, *F*, bezeichneten Regionen im Spectrum, so wird man erkennen, dass die Ablenkung der Polarisations-

ebene der verschiedenen Farben durch den galvanischen Strom stets um so grösser ausfällt, je kleiner die Wellenlänge der betreffenden Farben ist. Ein genaueres Gesetz hat sich nicht ermitteln lassen, eine umgekehrte Proportionalität zum Quadrat der Wellenlänge findet jedoch nicht statt. E. Becquerel[9], der ein unter magnetischem Einfluss drehendes Glas durch eine gleich und entgegengesetzt drehende Zuckerlösung für eine Farbe compensirt hatte, und beobachtete, dass sie dann bei Drehung des Objectivprismas und unter Anwendung von weissem Licht für alle Farben compensirt blieb, sprach dieses Gesetz dahin aus, dass die magnetische Rotation der verschiedenen Arten monochromatischen Lichtes demselben Gesetz gehorche, welches auch für die gewöhnliche Rotation gelte.

Was das an sich drehende Terpenthinöl betrifft, so berechnen sich aus der letzten Tabelle für eine mittlere Stromstärke die folgenden relativen

galvanischen Drehungen	$\delta =$ 0,91	1,21	1,61	1,70	2,00
für die Wellenlängen	C	D	E	b	F

An sich bewirkt aber das Terpenthinöl für dieselben Wellenlängen die folgenden

Drehungen	$d =$ 22,5	29,4	39,25	41,1	48,7

Es ist also

$100 \frac{d}{\delta}$	$=$ 4,04	4,12	4,10	4,14	4,11

Da sonach die in der letzten Reihe stehenden Zahlen als gleich betrachtet werden dürfen, so stellt sich heraus, dass bei dem an sich drehenden Terpenthinöl, also wahrscheinlich auch bei andern drehenden Substanzen die galvanische Ablenkung der Polarisationsebene proportional ist der schon durch die Substanz hervorgebrachten Drehung jeder einzelnen Farbe.

Nach dem Vorstehenden hätte sich sonach für die elektrodynamische Circularpolarisation das Gesetz bestätigt, welches Faraday (2164) für die magnetische aussprach, nämlich: die Drehung wächst mit der Stärke der Magnetkraftlinien und ist direct der Intensität des Magnetismus proportional. Ausführlichere Beweise für dieses Gesetz hat Faraday zu geben unterlassen. Die Lücke ist von Verdet ausgefüllt worden. Zu den Untersuchungen wurde der in *Fig. 350*, S. 648, dargestellte und daselbst beschriebene Ruhmkorff'sche Elektromagnet benutzt, welcher noch mit starken eisernen Polplatten v und v_1 von 14^{cm} Durchmesser und 5^{cm} Dicke versehen worden war, um ein Magnetfeld von möglichst constanter Intensität zu erzielen. Die Messung der magnetischen Intensität an den verschiedenen Stellen des Feldes und für verschiedene Stromstärken geschah nach demjenigen Princip, welches von Weber (§. 35, N. V, S. 391) für die magnetometrische Bestimmung der Inclination in Anspruch genommen wurde. Zu dem Ende wurde eine kleine Spirale von dünnem übersponnenen Kupferdraht an einem Stativ befestigt, mit ihrer Mitte in den verschiedenen Punkten des Magnetfeldes aufgestellt, so dass ihre Axe mit der Verbindungslinie der Pole zusammenfiel. Die Enden der Spirale waren mit dem Multiplicatordraht eines Magnetometers in Verbindung, so dass dieses bei einer 90^0 betragenden Drehung der Spirale um irgend einen ihrer Durchmesser und infolge des dadurch entstehenden Inductionsstromes einen Ausschlag gab, durch welchen die Stärke dieses Inductionsstromes gemessen wird. Da nun aber auch der Inductionsstrom der Intensität des denselben erregenden Magnetismus proportional ist, so war hierdurch ein Mittel gegeben, die Stärke der Magnetkraft jederzeit und unter den verschiedensten Umständen mit der grössten Schärfe zu messen. Vorprüfungen ergaben für Abstände von 50^{mm} bis 90^{mm} der Polplatten eine für die nachfolgenden Versuche hinreichende Genauigkeit in der Constanz der Intensität des Magnetfeldes, indem die

für die Orte *c*, *d*, *m* der Figur gewonnenen Werthe nur um kleine Grössen von einander abweichen.

Zur Messung der Drehung der Polarisationsebene bediente sich Verdet sowohl des durch schwefelsaures Ammoniakkupfer gegangenen monochromatischen Lichtes als der Soleil'schen Doppelplatte, welche letztere nebst den übrigen nothwendigen Hülfsmitteln geeignetermassen in den Durchbohrungen des Elektromagneten angebracht waren. Als drehende Substanzen dienten schweres Glas, Flintglas und Schwefelkohlenstoff, welche auf demselben Stativ, wie die prüfende Inductionsrolle angebracht waren, so dass sie nach der Benutzung dieser, mittelst einer einfachen Vorrichtung genau an dieselbe Stelle des Magnetfeldes gehoben wurde, an welcher die Prüfung vorgenommen worden war. Unter diesen Umständen stellte sich als Ergebniss von 8 Versuchsreihen heraus: Proportionalität zwischen dem Drehungswinkel der Polarisationsebene und der ursächlichen Magnetkraft, mochte eine Aenderung der letzteren herrühren von einer Aenderung des überhaupt erregten Magnetismus oder von einer Aenderung des Abstandes zwischen dem untersuchten Körper und den Magnetpolen. Da aber hierbei ein Magnetfeld gedient hatte, welches für die Versuche hinreichend gleiche Intensität an allen einzelnen Punkten besass, so konnte, was für ausgedehnte Körper gefunden worden war, auch auf die dünnsten Schichten derselben übertragen werden, und sonach variirt das durch ein magnetisches Centrum in einem unendlich dünnen Querschnitt einer Substanz entwickelte Drehvermögen proportional zur magnetischen Kraft, d. h. in directem Verhältniss des in diesem Centrum angehäuften Magnetismus und in umgekehrtem zum Quadrat des Abstandes.

Hieraus, jedoch nur mit der durch ein Magnetfeld von constanter Kraft bedingten Einschränkung rechtfertigt sich auch der schon von Faraday (2162) aufgestellte Satz, dass die Drehung im Verhältniss steht zur Länge des Diamagneticums, durch welches der Strahl und die Magnetlinien gehen.

Nicht immer oder vielmehr nur unter ganz besondern Umständen ist es möglich, über ein Magnetfeld zu verfügen, wie das von Verdet bei seinen Versuchen benutzte, und dennoch ist es wünschenswerth, die Erscheinung der magnetischen Circularpolarisation mit Vortheil darstellen zu können. Würde man dann für den in Anwendung zu bringenden Magneten durch Messung der Intensitäten von Stelle zu Stelle das Gesetz der Abnahme derselben von den Polenden ermitteln, so könnte man allerdings durch Rechnung nach dem obigen Grundgesetz das Maass der Drehung ermitteln, welches ein die gemessenen Orte umfassender Körper darbietet. In den meisten Fällen wird man es aber mit einer Abnahme der Magnetkraft und sonach auch des Drehvermögens im quadratischen Verhältniss zu thun haben, wenn man sich im arithmetischen Verhältniss von einem Polende entfernt. Um so willkommener muss es sein, dass Bertin [12] in derjenigen Untersuchung, welche die Veranlassung zu denen von Wiedemann und von Verdet gab, eine Formel entwickelte, welche für die gewöhnlichen Fälle als Anhalt dienen kann. Indem er nämlich den zu untersuchenden Körper in immer grössere Abstände von einem einzigen Pole eines Magneten brachte, und sein Drehvermögen mass, beobachtete er, dass dieses wirklich in geometrischem Verhältniss abnimmt, wenn der Abstand in arithmetischem Verhältniss wächst, und dass die Rotation, welche eine Reihe aufeinander folgender Körper zwischen den Magnetpolen hervorbringt, gleich ist der Summe der Rotationen, welche durch jeden einzelnen bewirkt wird.

Bezeichnet man sonach mit A die Drehung, wenn der Körper mit dem Pol in Berührung ist, und mit Ar diejenige, welche beobachtet wird, wenn der Körper

um 1^{mm} von dem Pole absteht, so ist die in x^{mm} Abstand bewirkte Drehung gegeben durch

$$y = A r^x.$$

Nach dem zweiten Theile des allgemeinen Nachweises ist aber das Drehvermögen jeder einzelnen Schicht des Körpers eine Function ihres Abstandes vom Pole. Hat der Körper eine Länge von e^{mm} und ist c das Maass der Drehung, welche einer Schicht von 1^{mm} zukommen würde bei unmittelbarer Berührung des Poles, so ist die Drehung des ganzen Körpers, dessen eines Ende mit dem Pole in Berührung steht, gleich der Summe einer geometrischen Reihe, deren erstes Glied c, welche e Glieder hat, und deren Verhältniss r ist. Es ist sonach

$$A = c\,\frac{1 - r^e}{1 - r},$$

also

$$y = c\,\frac{1 - r^e}{1 - r}\,r^x \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

Um die Wirkung beider Pole des Apparates zu berechnen, mag der Abstand derselben mit d bezeichnet werden. Das Diamagneticum von der Länge e, welches von dem ersten Pol um die Grösse x absteht, wird also von dem andern um $d-e-x$ abstehen, und somit ist für diesen

$$y_1 = A r^{d-e-x} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 2).$$

Da nun beide Pole sich in ihrer Wirkung unterstützen, ist die durch beide hervorgebrachte Drehung gleich der Summe von 1) und 2) oder

$$z = A\left\{r^x + r^{d-e-x}\right\}$$
$$= c\,\frac{1 - r^e}{1 - r}\left\{r^x + r^{d-e-x}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 3).$$

Wenn nun auch diese Formel nicht für alle Elektromagnete unbedingte Gültigkeit hat, so gestattet sie doch in den gewöhnlichen Fällen vielfache Anwendung. Bringt man z. B. zwei verschiedene Substanzen bei gleicher Magnetkraft zwischen die gleich entfernten Pole, so lässt sich aus dem beobachteten Drehvermögen der Verhältnisswerth von c berechnen. Bertin bezeichnet denselben mit specifischem Drehvermögen. Die Zahlen der Tabelle in Nr. IV auf S. 654 sind in dieser Weise gewonnen.

Aus der Formel geht nicht hervor, dass mit zunehmender Länge des Diamagneticums sein Drehvermögen ein Maximum erreicht und über diese Länge hinaus wieder abnimmt. Nichts desto weniger geht ein solches Verhalten aus den Versuchen hervor. Das rührt aber daher, dass mit zunehmender Länge der untersuchten Körper und bei gleichbleibendem Abstand der Pole die schliesslich über die Pole hinausragenden Enden zu dem entgegengesetzten Drehvermögen veranlasst werden, als die Mitte. Wird aber der Abstand der Pole gleichzeitig mit der Länge des Körpers vergrössert, indem dieser, wie es gewöhnlich der Fall sein wird, an beiden Enden die Pole berührt ($x = 0$; $d = e$), dann vermindert sich auch die Kraft des Magnetfeldes, indem die entfernteren Pole mit minderer Kraft auf einander vertheilend wirken.

VIII. Faraday hatte (2160) endlich noch untersucht, ob durchsichtige Körper auch in äquatorialer Richtung eine durch das Licht nachweisbare Veränderung erleiden, konnte jedoch keine auffinden. Auch hierüber stellte Verdet[22] Expe-

rimente an, indem er die Frage erledigte, welche Aenderungen im magnetischen Drehvermögen eintreten, wenn die Richtung des Lichtes einen Winkel mit der Verbindungslinie der Magnetpole macht. Der hierzu benutzte Apparat bestand aus einem cylindrischen Hufeisenmagneten, auf dessen Polenden zwei Halbanker befestigt waren, welche zwei scharfe Kanten von 16^{cm} Länge in 8^{cm} Abstand einander zukehrten. Zwischen denselben, sowie etwas über und unter ihnen zeigte das Magnetfeld, durch die in voriger Nummer angeführten Mittel geprüft, genügende Constanz. Das von einem Heliostaten reflectirte Sonnenlicht, sowie die polarisirenden Apparate nebst dem zu prüfenden Körper wurden in derselben horizontalen Lage zu einander erhalten, während der Magnet um eine verticale Axe unter einem getheilten Kreise gedreht werden konnte. Das Centrum der zu prüfenden Substanz befand sich in der Drehungsaxe. Die Versuche zeigten, dass für jeden Winkel zwischen den Richtungen der Magnetkraft und des Lichtes eine Drehung der Polarisationsebene resultirt, deren Grösse proportional ist dem Cosinus des Winkels zwischen beiden Richtungen, also proportional der Componente der Magnetkraft parallel zum Lichtstrahl. Die Untersuchungen erstreckten sich bis zu einem Winkel von 80°, über welchen hinaus die Drehung nicht mehr messbar war, und verbreiteten sich über schweres Glas, Flintglas und Schwefelkohlenstoff als Versuchsobjecte.

IX. Es lag nahe, auch eine Drehung der Polarisationsebene für die strahlende Wärme zu vermuthen. Eine Bestätigung gelang Wartmann [23], dessen Versuche mit anderen Hülfsmitteln und mit Vermeidung einiger Fehlerquellen von de la Provostage und Desains [24] in folgender Weise wiederholt wurden. Von einem Heliostaten reflectirtes Sonnenlicht ging nach einander durch ein achromatisirtes Kalkspathprisma, durch ein prismatisches Stück Flintglas von 38^{mm} Länge, durch ein zweites Kalkspathprisma und dann zu einem 4 Meter entfernten Thermomultiplicator. Das Flintglasprisma befand sich im Felde eines starken Magneten. Die astatische Nadel zeigte eine Drehung für die Polarisationsebene der Wärme bei Gegenwart des Flintglasprismas, nicht aber bei Abwesenheit desselben.

X. Die magnetische Circularpolarisation brachte Airy [25] mit den allgemeinen mathematischen Ausdrücken für die Bewegung des Lichtes in Uebereinstimmung. Die hierhergehörigen Formeln haben allerdings nur für die analytische Behandlung der Lehre vom Licht ein Interesse. Nichts desto weniger mögen sie der Vollständigkeit wegen hier auszugsweise Platz finden. — Es handelt sich darum, Formeln zu entwickeln, welche zunächst den allgemeinen Gesetzen für die Aetherschwingungen bei der Lichtfortpflanzung genügen, welche ferner den Erscheinungen der Circularpolarisation Ausdruck geben und welche gleichzeitig auch dem Umstand Rechnung tragen, dass das bei unveränderter Richtung der Magnetkraft im entgegengesetzten Sinn sich bewegende polarisirte Licht eine entgegengesetzte Drehung der Polarisationsebene erfährt.

Zu dem Ende denken wir uns die beiden Magnetpole in einer horizontalen Ebene, zwischen ihnen das Diamagneticum und dieses durchlaufen von einem parallel zur Magnetaxe sich bewegenden polarisirten Lichtstrahl. Letzterer habe jedoch in zwei verschiedenen Versuchen bei ungeänderter Magnetkraft entgegengesetzte Richtung. Beiden Versuchen entsprechen die rechtwinklichen Coordinatensysteme $x_1 y_1 z$ und $x_2 y_2 z$. Die positiven x_1 und x_2 werden in jedem Versuch nach der Richtung der Lichtbewegung, die positiven y_1 und y_2 in beiden Fällen von der Richtung der Lichtbewegung nach rechts, und die positiven z von unten nach oben gemessen. Absolut genommen haben sonach x_1 und x_2 sowie y_1 und y_2 entgegengesetzte, z aber in beiden Fällen dieselbe Richtung. Was nun die Drehung der Polarisationsebene im Allgemeinen betrifft, so wird sie bekanntlich durch die Annahme

erklärt, dass der ankommende eben polarisirte Lichtstrahl im drehenden Mittel in zwei circularpolarisirte Strahlen A und B verwandelt wird, welche entgegengesetzte Rotationsrichtung und verschiedene Fortpflanzungsgeschwindigkeit innerhalb des drehenden Mittels besitzen, und welche sich beim Austreten aus demselben wieder zu einem eben polarisirten Lichtstrahl zusammensetzen. Jeder der beiden circularpolarisirten Strahlen kann aber wiederum herrührend gedacht werden von zwei eben polarisirten Strahlen, welche gleiche Schwingungsdauer und gleiche Fortpflanzungsgeschwindigkeit besitzen, deren Schwingungsebenen aber senkrecht auf einander stehen, und von denen der eine dem andern um eine Viertelschwingung vorangeeilt oder gegen ihn zurückgeblieben ist. Voreilen und Zurückbleiben bedingt, ob den Aethertheilchen des circularpolarisirten Strahles eine kreisende Drehung nach links oder nach rechts zukommt, und ob die bei der Ruhe in gerader Linie liegenden Aethertheilchen in einem bestimmten Moment während ihrer Bewegung in einer rechts gewundenen oder in einer links gewundenen Spirallinie sich befinden. Ist A der erstere, B der letztere Strahl, so werden die bezeichneten Bedingungen für den ersten Versuch erfüllt durch die Formeln

$$\left.\begin{array}{llll} \text{für } A. & Y_1' = a\cos\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x_1}{v_1'}\right), & Z_1' = & a\sin\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x_1}{v_1'}\right) \\ \text{für } B. & Y_1'' = b\cos\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x_1}{v_1''}\right), & Z_1'' = & -\,b\sin\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x_1}{v_1''}\right) \end{array}\right\} \quad \ldots 1)$$

in welchen Y_1' Y_1'' Z_1' Z_1'' die Verschiebungen in den Richtungen y und z, τ die Schwingungsdauer, v_1' die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und a und b constante Grössen bedeuten. Für den zweiten Versuch bleiben τ, a und b dieselben, die andern Grössen mögen aber unter Beibehaltung ihrer Bedeutung mit der Marke $_2$ versehen werden, und dann sind die Formeln

$$\left.\begin{array}{llll} \text{für } A. & Y_2' = a\cos\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x_2}{v_2'}\right), & Z_2' = & a\sin\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x_2}{v_2'}\right) \\ \text{für } B. & Y_2'' = b\cos\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x_2}{v_2''}\right), & Z_2'' = & -\,b\sin\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x_2}{v_2''}\right) \end{array}\right\} \quad \ldots 2)$$

Mittel, wie Quarz u. a. bewirken eine Aenderung im durchgehenden Licht, bei welcher die Polarisationsebene, von der Lichtquelle her betrachtet, in beiden Versuchen nach derselben Seite gedreht wird. Es müssen also Bedingungsgleichungen gefunden werden, welche, in die obigen eingeführt, bewirken, dass in beiden Fällen die Geschwindigkeit des Strahles A grösser oder kleiner ist als die des Strahles B. Es muss also

$$\text{wenn } v_1' \gtrless v_1'' \quad \text{auch} \quad v_2' \gtrless v_2''$$

sein. Bei der magnetischen Circularpolarisation dagegen wird gemäss der Erfahrung eine Aenderung im Licht bewirkt, bei welcher sich die Polarisationsebene, von der Lichtquelle her betrachtet, in beiden Versuchen nach entgegengesetzter Seite dreht. Ist also in dem einen Versuch die Geschwindigkeit des Strahles A $\left\{\begin{matrix}\text{grösser}\\\text{kleiner}\end{matrix}\right\}$ als die des Strahles B, so muss sie im andern Versuch $\left\{\begin{matrix}\text{kleiner}\\\text{grösser}\end{matrix}\right\}$ sein als die des Strahles B, oder es muss

$$\text{wenn } v_1' \gtrless v_1'' \quad \text{im Gegentheil} \quad v_2' \lessgtr v_2''$$

sein.

Der Ausdruck für die beschleunigende Kraft bei der gewöhnlichen Wellenbewegung kann nun bekanntlich in die Form

$$\frac{d^2Y}{dt^2} = A\frac{d^2Y}{dx^2}, \qquad \frac{d^2Z}{dt^2} = A\frac{d^2Z}{dx^2}$$

gebracht werden. Um die Bedingungen für die gewöhnliche Circularpolarisation herbeizuführen, genügte es, auf der rechten Seite der Gleichungen noch einen Differentialquotienten von irgend einer ungeraden Ordnung hinzuzufügen. MAC CULLAGH [26] wählte die dritte Ordnung und zeigte, dass die Gleichungen

$$\frac{d^2Y}{dt^2} = A\frac{d^2Y}{dx^2} + B\frac{d^3Z}{dx^3}$$
$$\frac{d^2Z}{dt^2} = A\frac{d^2Z}{dx^2} - B\frac{d^3Y}{dx^3}$$

den soeben verlangten Geschwindigkeitsunterschied erklären, und somit für die gewöhnliche Circularpolarisation passen.

Um aber die Gleichungen den Erscheinungen bei Körpern anzupassen, welche sich unter dem Einfluss magnetischer Kräfte befinden, ist es nöthig, statt des von x abhängigen Differentialquotienten, einen Differentialquotienten ungerader Ordnung dem rechten Theile der Gleichungen anzufügen, welcher von t abhängt, etwa $\frac{dZ}{dt}$ oder $\frac{d^3Z}{dt^3}$ oder $\frac{d^3Z}{dx^2\,dt}$. AIRY wählte den ersten, und gab sonach den Gleichungen die folgende Gestalt:

$$\left.\begin{aligned}\frac{d^2Y}{dt^2} &= A\frac{d^2Y}{dx^2} + C\frac{dZ}{dt}\\ \frac{d^2Z}{dt^2} &= A\frac{d^2Z}{dx^2} - C\frac{dY}{dt}\end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 3).$$

Zur Bestätigung des Gesagten ist es zunächst nöthig, die Gleichungen 1) und 2) für beide Versuche auf einerlei Coordinaten zu beziehen, was geschieht, wenn

$$\begin{aligned}
x_1 &= x & Y'_1 &= Y' & Y'_2 &= -Y'\\
x_2 &= -x & Y''_1 &= Y'' & Y''_2 &= -Y''\\
y_1 &= y & Z'_1 &= Z' & Z'_2 &= Z'\\
y_2 &= -y & Z''_1 &= Z'' & Z''_2 &= Z''
\end{aligned}$$

gesetzt wird. Sonach gehen betreffs des ersten Versuches die Gleichungen 1) über in

$$\text{für } A.\quad Y' = a\cos\frac{2\pi}{\tau}\left(t - \frac{x}{v'_1}\right),\quad Z' = a\sin\frac{2\pi}{\tau}\left(t - \frac{x}{v'_1}\right) \ \ldots \ 4)$$

$$\text{für } B.\quad Y'' = b\cos\frac{2\pi}{\tau}\left(t - \frac{x}{v''_1}\right),\quad Z'' = -\,b\sin\frac{2\pi}{\tau}\left(t - \frac{x}{v''_1}\right) \ \ldots \ 5).$$

Setzt man die geforderten Differentialquotienten der Gleichungen 4) in die Gleichungen 3) ein, so gehen letztere über in

$$-a\frac{4\pi^2}{\tau^2}\cos\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x}{v'_1}\right) = -A\frac{a}{v'^2_1}\frac{4\pi^2}{\tau^2}\cos\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x}{v'_1}\right)$$
$$+Ca\frac{2\pi}{\tau}\cos\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x}{v'_1}\right)$$

und

$$a\frac{4\pi^2}{\tau^2}\sin\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x}{v'_1}\right) = -A\frac{a}{v'^2_1}\frac{4\pi^2}{\tau^2}\sin\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x}{v'_1}\right)$$
$$+Ca\frac{2\pi}{\tau}\sin\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x}{v'_1}\right).$$

Die erstere lässt sich durch den Cosinus und die letztere durch den Sinus von $\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x}{v'_1}\right)$ dividiren, und dann geben beide übereinstimmend

$$v'^2_1 = \frac{A}{1+\frac{\tau}{2\pi}C} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 6)$$

Durch Einsetzung der Differentialquotienten der Gleichungen 5) in die Gleichungen 3) erhält man für den Strahl B. beim ersten Versuch

$$-b\frac{4\pi^2}{\tau^2}\cos\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x}{v''_1}\right) = -A\frac{b}{v''^2_1}\frac{4\pi^2}{\tau^2}\cos\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x}{v''_1}\right)$$
$$-Cb\frac{2\pi}{\tau}\cos\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x}{v''_1}\right)$$

und

$$b\frac{4\pi^2}{\tau^2}\sin\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x}{v''_1}\right) = A\frac{b}{v''^2_1}\frac{4\pi^2}{\tau^2}\sin\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x}{v''_1}\right)$$
$$+Cb\frac{2\pi}{\tau}\sin\frac{2\pi}{\tau}\left(t-\frac{x}{v''_1}\right).$$

Zufolge jeder dieser Gleichungen ist

$$v''^2_1 = \frac{A}{1-\frac{\tau}{2\pi}C} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 7)$$

und wegen 6) und 7) ist

$$v'_1 < v''_1 \quad \ldots\ldots\ldots \quad 8).$$

Anlangend den zweiten Versuch gehen infolge der obigen Coordinatentransformation die Gleichungen 2) über in

$$\text{für } A. \quad -Y' = a\cos\frac{2\pi}{\tau}\left(t+\frac{x}{v'_2}\right),\quad Z'' = a\sin\frac{2\pi}{\tau}\left(t+\frac{x}{v'_2}\right) \ldots 9)$$

$$\text{für } B. \quad -Y'' = b\cos\frac{2\pi}{\tau}\left(t+\frac{x}{v''_2}\right),\quad Z'' = -b\sin\frac{2\pi}{\tau}\left(t+\frac{x}{v''_2}\right) \ldots 10).$$

Behandelt man nun die beiden Gleichungen 9) in ähnlicher Weise, wie es oben mit den Gleichungen 4) geschah, indem man die geeigneten Differentialquotienten in die

Gleichungen 3) einsetzt, so erhält man abermals zwei Gleichungen, aus denen übereinstimmend hervorgeht, dass

$$v_2'^2 = \frac{A}{1 - \frac{\tau}{2\pi} C} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 11).$$

Lässt man endlich die analoge Behandlung den Gleichungen 10) in Gemeinschaft mit 3) angedeihen, so ergiebt sich

$$v_2''^2 = \frac{A}{1 + \frac{\tau}{2\pi} C} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 12).$$

Wegen 11) und 12) ist aber

$$v_2' > v_2'' \quad \ldots \ldots \ldots \quad 13).$$

Die Gleichungen 8) und 13) befriedigen die Bedingung, welche oben für die magnetische Circularpolarisation gestellt wurde, dass nämlich

$$\text{wenn} \quad v_1' < v_1'' \quad \text{im Gegentheil} \quad v_2' > v_2'' \quad \text{sei} \quad \ldots \quad 14).$$

Die Hinzufügung des Gliedes $\frac{dZ}{dt}$ zu dem Ausdruck für die beschleunigende Kraft würde der anderweit noch nicht geforderten Annahme entsprechen, dass „die Kraft auf irgend ein Theilchen in Richtung der einen Ordinate zum Theil abhängt von dessen Geschwindigkeit in Richtung der andern Ordinate".

---

[1] J. South d. d. 4. Nov. 1845 in den *Times.* — Daraus, sowie aus den *Athenaeum* in * Dingler's polytechn. Journ. 99. 77 (1846).

[2] Faraday *lettre à M. Dumas.* * *l'Institut.* N. 629. — *Acad. des scc. de Paris sce. du 19 Janv. 1846.*

[3] Pouillet. * *l'Institut.* N. 630 (28 Janv. 1846). — * *Comptes rend.* 22. 135 (26 Janv. 1846).

[4] Faraday. Experimentaluntersuchungen über Elektricität, 19te Reihe; u. A. *Philos. Transact. for 1846*, pt. I. *Philos. Mag.* [3.] 28. 294. — * Pogg. Ann. 68. 105 (1846).

[5] Faraday. * Pogg. Ann. 70. 283. (1847). — *Philos. Mag.* [3.] Vol. 29, p. 53 and 249.

[6] Ruhmkorff. * *Comptes rend.* 23. 417 (1846).

[7] Pouillet, Babinet et Biot (*rapporteur*). * *Comptes rend.* 23. 538 (1846).

[8] Böttger. * Pogg. Ann. 67. 290 (1846). Aus dessen * Beiträgen für Physik und Chemie. Heft 3. S. 1. Frankfurt a. M. 1846.

[9] E. Becquerel. * *Ann. de ch. et de ph.* [3.] 17. 437 (1846). — * *Comptes rend.* 22. 952 (8 Juin 1846).

[10] Despretz. * *Comptes rend.* 22. 148 (26 Janv. 1846).

[11] Matthiessen. * Pogg. Ann. Bd. 73. S. 65, 71 u. 77 (1847). — Aus *Comptes rend.* Vol. 24. p. 969 et Vol. 25. p. 20 et 173.

[12] Bertin. * Pogg. Ann. 75. 420 (1848). — *Ann. de ch. et de ph.* [3.] 23. 5. — Auszugsweise in * Pogg. Ann. 74. 143 (1847) und *Comptes rend.* 26. 216.

[13] Böttger. * Pogg. Ann. 67. 350 (1846). — Aus dessen Beiträgen zur Physik und Chemie. Heft 3. S. 127.

[14] E. Becquerel. * *Ann. de ch. et de ph.* [3.] 28. 334 (1850).

[15] Bertin. * *Comptes rend.* 28. 500 (1849). — * *l'Institut.* N. 798.

[16] Melloni. *Rend. di Napoli.* 5. 172 (1849).

[17] Matteucci. * *Ann. de ch. et de ph.* [3.] 24. 354 (1848). — Auch * *Ann. de ch. et de ph.* [3.] 28. 493 (1849).

[18] Wertheim. * *Comptes rend.* 32. 289 (25 Févr. 1851).

[19] Edlund. * Liebig's Ann. 87. 338 (1853).

[20] Wiedemann. * Pogg. Ann. 82. 215 (1851).

[21] Verdet. * *Ann. de ch. et de ph.* [3.] 41. 370 (1854). — *Prés. à l'Acad. de Paris dans la sce. du 29 Mars 1854.*
[22] Verdet. * *Ann. de ch. et de ph.* [3.] 43. 37 (1855). — *Prés. à l'Acad. de Paris dans la sce. du 18 Sept. 1854.* — * *l'Institut.* N. 1082 (27. Sept. 1854).
[23] Wartmann. * *l'Institut.* N. 644 (6. Mai 1846). — *Acad. des scc. de Paris sce. du 4 Mai 1846.* — * Pogg. Ann. 71. 573 (1847). — *Arch. des scc. ph. et nat. Avr. 1847.* — *Soc. de phys. et d'hist. nat. de Genève, sce. du 16 Avr. 1847.*
[24] De la Provostage et Desains. * *Ann. de ch. et de ph.* [3.] 27. 232 (1849). * Pogg. Ann. 78. 571.
[25] Airy. * *Philos. Mag.* [3.] 28. 469 (Greenwich May 7 1846). — * Pogg. Ann. 70. 272 (1847). — Radicke in den * berliner Ber. für 1846. S. 624.
[26] Mac Cullagh. *Transact. of the Roy. Irish Acad.* 17. 461. — * Pogg. Ann. Ergänzungsband 2. 425 (1848).

Siebenter Abschnitt.

Theorien.

§. 47. Anordnung des Magnetismus in seinem Träger.

Aufgabe der Wissenschaft ist es, die gemeinschaftlichen Ursachen verwandter Erscheinungen aufzusuchen. Durch Schlüsse allein gelangen wir meist zu verschiedenen Ergebnissen, und diese nennen wir Theorien. Von allen Theorien entspricht im günstigsten Falle nur eine der Wahrheit und diese bezeichnen wir mit Gesetz. Als Gesetz sehen wir aber diejenige Theorie an, welche in allen Folgerungen sich durch das Experiment bestätigen lässt. Da uns jedoch in den meisten Fällen die Gewissheit fehlt, alle Folgerungen erschöpft zu haben, so sind wir in der Regel gezwungen, uns mit einer relativen Sicherheit zu begnügen, und diejenige Theorie als Gesetz zu betrachten, gegen welche ein Widerspruch noch nicht erhoben worden ist.

In den vorangehenden Kapiteln wurde nun versucht, die Erscheinungen der galvanischen Fernewirkungen blos nach Massgabe solcher Verwandtschaftsgesichtspunkte zusammenzuordnen, gegen welche bis jetzt noch keine Einwände gemacht worden sind. In diesem Schlusskapitel mögen dagegen diejenigen Ansichten über den innern Zusammenhang jener Erscheinungen abgehandelt werden, bezüglich deren noch Zweifel obwalten. — Damit soll aber keineswegs gesagt sein, dass die letzteren von geringerer Bedeutung seien als die ersteren. Im Gegentheil dienen sie nicht allein ihrem näheren Zweck, den wahrscheinlichsten innern Zusammenhang der Erscheinungen aufzufinden, sondern sie sind sogar vorzugsweise geeignet, den Kreis der Erscheinungen zu erweitern, indem sie im Kampfe um ihre eigene Existenz zu bestätigenden oder widerlegenden Versuchen anregen.

Dennoch dürfte es gerechtfertigt sein, die Theorie von dem Gesetz zu trennen. Werden nämlich beide gemeinschaftlich behandelt, so gewöhnt man sich nur zu leicht an eine Herleitung der Erscheinung aus der Theorie, und die Geschichte der Wissenschaft zeigt zur Genüge, dass manchen Beobachtungen gerade um desswillen nicht die gebührende Bedeutung beigemessen wurde, weil sie nicht zu der vorgefassten Meinung passten; oder dass wohl gar nur

diejenigen Thatsachen als richtig anerkannt wurden, welche zur Bestätigung der Theorie dienten.

Vor Allem wird es nöthig, einen Blick auf die Ansichten zu werfen, welche sich über die Anordnung des Magnetismus in Magneten geltend gemacht haben. Da jedoch dieser Gegenstand wesentlich einer andern Abtheilung der Encyklopädie angehört, mag hier eine erschöpfende Behandlung desselben unterbleiben, und ihm nur soweit Rechnung getragen werden, als eine Kenntnissnahme für die Theorien des Elektromagnetismus der Induction und des Diamagnetismus unerlässlich ist.

Bei näherer Untersuchung eines Stahl- oder Elektromagneten finden wir von dessen Mitte nach den Enden fortschreitend die beiden entgegengesetzten Magnetkräfte mit stark zunehmender Intensität über die bezüglichen Hälften ausgebreitet. Die Mitte selbst verhält sich gegen eine angenäherte kleine Prüfungsnadel indifferent, die Enden wirken am stärksten auf die entgegengesetzten Enden der Nadel. Die so beobachteten Kräfte werden freie Magnetkräfte des Stabes genannt.

Man kann sich die freie Magnetkraft jeder Hälfte des Stabes in einem Punkte derart vereinigt denken, dass dann dieser Punkt auf eine unverhältnissmässig weit entfernte Nadel eine gleich starke und gleich gerichtete Kraft ausüben würde, wie die Summe der über die ganze Hälfte verbreiteten Kraft. Die beiden so beschaffenen (und in §. 16, N. VII, S. 120, für einen Fall construirten) Punkte werden die Pole des Magneten genannt, und eine von beiden Polen gleich weit abstehende Ebene der Aequator. Der Abstand beider Pole ist die Scheidungsweite, das Product der in den Polen vereinigt gedachten Kräfte in die Scheidungsweite ist das magnetische Moment, und die Verbindungslinie beider Pole die Axe des Stabes.

Die Vertheilung der freien Magnetkräfte über der Oberfläche des Stabes ist nur eine scheinbare Vertheilung, zum Unterschied von der wahren Vertheilung, welche sich auf die kleinsten Theilchen — Elemente — des Magneten zu beziehen hat. Zerbricht man nämlich einen Magnetstab in beliebig viele Stücke, so erhält man stets ebenso viele vollständige Magnete mit einer am ganzen Stab beobachteten analogen scheinbaren Vertheilung. An jeder Trennungsstelle sind zwei entgegengesetzte Pole entstanden, welche mit denen des ganzen Stabes gleich orientirt sind. Daraus muss geschlossen werden, dass beim Magnetisirungsprocess nicht eine Sonderung der beiden Kräfte längs des ganzen Stabes stattgefunden hat, dass vielmehr die Kräfte nur innerhalb eines jeden Elementes getrennt worden sind, und dass dieselben die Grenzen der Elemente nicht zu überschreiten vermögen. Sonach kommen auch jedem Element zwei Pole zu, und die Bedeutungen von magnetischem Moment, Scheidungsweite, Axe und Aequator lassen sich vom ganzen Stabe auch auf seine Elemente übertragen.

Es mag zunächst dahingestellt bleiben, welche Gestalt man für die Elemente in Anspruch nehmen, und wie man sich die Anordnung der beiden Magnetkräfte in ihnen denken will. Jedenfalls wird aber die Annahme geboten, dass das

Element mit nördlicher und südlicher Kraft von gleicher, aber begrenzter Quantität begabt ist. Beide sind im Zustand des Gleichgewichts gleichmässig angeordnet, daher ihre Pole zusammenfallen und somit das Moment, also auch die Wirkung des Elementes nach Aussen gleich Null ist. Die Anziehung, welche beide Kräfte aufeinander ausüben, kann durch äussere Ursachen (durch den galvanischen Strom, durch Nachbarschaft von Magneten, durch Bestreichen mit einem Magneten) überwunden werden, doch nur soweit als es die Abmessungen des Elementes gestatten. Hierdurch werden die beiden Pole des Elementes getrennt, und zwar um so weiter, je stärker die einwirkenden Ursachen sind. Da aber die Quantitäten der beiden Kräfte gegeben sind, wird somit eine Vergrösserung des Momentes nur durch eine Vergrösserung der Scheidungsweite bedingt, und da dieser durch die Dimensionen des Elementes eine Grenze gesetzt ist, wird auch die Wirkung des Elementes nach Aussen mit Vermehrung der magnetisirenden Ursache nur ein Maximum erreichen können.

Vermögen wir nun auch wohl in der Vorstellung ein Element von den übrigen zu sondern, so findet das doch in Wahrheit niemals statt. Dadurch aber, dass jedes Element nur mit andern in seiner Nachbarschaft vorkömmt, ist die Magnetisirungsursache eine doppelte, eine primäre und eine secundäre. Die erstere ist die schon besprochene, durch äussere Einflüsse bedingte. Die secundäre rührt aber her von der Wechselwirkung der benachbarten, in magnetischen Zustand versetzten Elemente. Die Wirkung der ersteren mag mit äusserer oder ursprünglicher Vertheilung, die der letzteren mit Molecularvertheilung bezeichnet werden.

Ueber das Maass der Molecularvertheilung gewähren die folgenden Betrachtungen einigen Anhalt. Es mögen die Figuren um c und d in *Fig. 351* die von zwei benachbarten Elementen eingenommenen Räume bedeuten. Der Abstand ihrer Mitten cd sei $= r$. Ferner habe im ersteren Element eine ursprüngliche Vertheilung stattgefunden, so dass sich sein Nordpol in n, sein Südpol in s befinde, die Axe mit cd zusammenfalle und die halbe Scheidungsweite $cn = cs = l$ betrage. Das Element habe eine solche Grösse, dass $+\beta$ Krafteinheiten in n und $-\beta$ in s vereinigt gedacht werden können. Es wird ferner die Annahme nicht unstatthaft sein, dass die in d vereinigten Pole des zweiten Elementes um eine Grösse in der Richtung dc von einander getrennt werden, welche der von dem ersten Element wirkenden Kraft proportional ist. Nimmt nun letztere ab mit der m^{ten} Potenz der Entfernung, so wird n eine Anziehung auf den Südpol in d ausüben $= \frac{\beta}{(r-l)^m}$, wogegen s eine Abstossung auf denselben Pol $= \frac{\beta}{(r+l)^m}$ übt. Der Südpol in d wird also eine Verrückung nach c hin erfahren, und somit wird in dem zweiten Element durch das erstere eine halbe Scheidungsweite α veranlasst, welche mit Uebergehung eines constan-

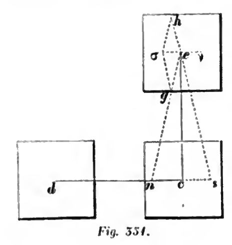


Fig. 351.

ten Coefficienten der Differenz jener Grösse gleich gesetzt werden kann, so dass

$$\alpha = \beta \left\{ \frac{1}{(r-l)^m} - \frac{1}{(r+l)^m} \right\}.$$

Ist nun l klein im Verhältniss zu r, so lässt sich der in der Klammer stehende Theil nach Potenzen von r entwickeln und mit Uebergehung der vierten und höheren Glieder wird

$$\alpha = 2m\beta \frac{l}{r^{m+1}} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 1).$$

Wie leicht zu sehen ist, wird der in d befindliche Nordpol um dieselbe Grösse α zurückgestossen, um welche der Südpol angezogen wird. Es ist immerhin möglich, dass bei so geringen Abständen, wie bei den hier in Rede stehenden, die Kräfte nach höheren Potenzen der Entfernungen sich ändern, als nach der für messbare Abstände nachgewiesenen zweiten Potenz. Wollen wir aber auch nur die letztere annehmen, so ist für $m = 2$, also wegen

$$\alpha = 4\beta \frac{l}{r^3} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 2),$$

die durch das erste in dem zweiten Element hervorgerufene Scheidungsweite, und somit auch das Moment direct dem Moment (oder der Scheidungsweite) des ersteren und umgekehrt der dritten Potenz des Abstandes der beiden Elemente proportional. Im Uebrigen ist die im zweiten Element hervorgerufene Polarität der im ersteren vorhandenen gleichgerichtet. Enthält das Element d schon eine dem Element c gleichgerichtete ursprüngliche Vertheilung, so wird dieselbe um die Grösse α vermehrt, wenn die Axen beider in eine Linie fallen.

Es befinde sich ferner in gleichem Abstand der Mitten $ec = r$ ein unmagnetisches Element e, doch sei die Lage gegen c eine solche, dass die Linie r senkrecht auf der Axe des ersteren stehe. Würde nun der Südpol s allein auf den in e befindlichen Südpol wirken, so würde dieser eine Abstossung nach der Richtung der Verbindungslinie se erfahren, deren Maass und Richtung durch die Linie eh bezeichnet werde. Die Wirkung des Nordpoles n auf den Südpol in e ist eine gleichstark anziehende, und ihr Maass mag durch $eg = eh$ ausgedrückt werden. Die gleichzeitig durch n und s ausgeübte Wirkung lässt sich nach dem Parallelogramm der Kräfte aus eh und eg zusammensetzen, und würde demnach eine Verrückung des Südpoles von e bis σ, und somit auch eine gleichgrosse des Nordpoles von e bis ν bewirken. Die halbe Scheidungsweite $\alpha_1 = e\sigma = e\nu$ findet sich nun infolge der Aehnlichkeit der Dreiecke nse und σeh, so dass

$$\alpha_1 = -\frac{ns \cdot eh}{es}.$$

Das negative Vorzeichen ist gewählt, weil die durch c in dem Element e hervorgerufene Vertheilung die entgegengesetzte Richtung hat von der in dem Element d hervorgerufenen. Für eine einigermassen beträchtliche Entfernung beider Ele-

mente kann man $es = r$ setzen, und unter den früheren Annahmen ist $eh = \frac{\beta}{r^m}$ und $ns = 2l$, also wird

$$\alpha_1 = -2\beta \frac{l}{r^{m+1}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

oder für $m = 2$

$$= -2\beta \frac{l}{r^3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4).$$

Es wird also auch dann, wenn das zu polarisirende Element senkrecht zur Axenrichtung des polarisirenden liegt, in ersterem ein Moment hervorgerufen, welches dem Moment des letzteren direct und der dritten Potenz der Abstände beider Elemente umgekehrt proportional ist. Während aber im vorigen Falle die Polaritäten gleichgerichtet waren, sind sie hier entgegengesetzt gerichtet, auch ist im letzteren Fall die Vertheilung nur halb so gross als im ersteren. Enthält also das Element e schon eine dem Element c gleichgerichtete ursprüngliche Vertheilung, so wird dieselbe um die Grösse α_1 vermindert, wenn die Axen beider parallel sind.

Fällt endlich die Verbindungslinie ck in *Fig. 352* der Mitten beider Elemente weder mit der axialen, noch mit der äquatorialen Richtung des primär magnetisirten zusammen, sondern macht sie einen Winkel $\psi = kcl$ mit der Axenrichtung, so bietet blos diejenige Componente der Molecularvertheilung ein Interesse, welche parallel zur Axe der ursprünglichen Vertheilung gerichtet ist. Um diese zu gewinnen, wollen wir zwei symmetrisch zu dem Element k gelegene, selbstständig, gleichstark und gleichgerichtet magnetisirte Elemente c und l betrachten, deren Pole in ns und $n_1 s_1$ liegen, in denen die Scheidungsweite $= 2l$ ist, in deren Polen je eine Quantität Magnetismus $= \beta$ vorhanden gedacht werde, und welche so auf das zu polarisirende Element k wirken, dass sie die zu cl senkrechte Componente der Vertheilung gegenseitig vernichten. Betrachten wir zunächst die Wirkung der beiden Pole n und s_1 auf den in k befindlichen Südpol, so wird n eine Anziehung desselben etwa mit dem Maasse kg ausüben, während s_1 eine Abstossung $= kg_1$ übt. Beide setzen sich zu kh nach dem Parallelogramm der Kräfte zusammen. Wegen der Aehnlichkeit der Dreiecke kg_1h und s_1kn ist aber

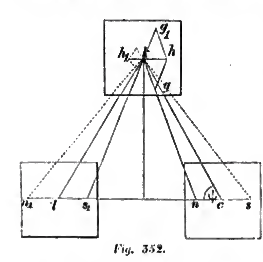


Fig. 352.

$$kh = \frac{s_1 n \cdot kg_1}{s_1 k}.$$

Setzt man die Abstände $kl = kc = r$, so ist $s_1 n = 2(r \cos\psi - l)$; ferner ist nach dem Früheren $kg_1 = \frac{\beta}{s_1 k^m}$; und setzt man $s_1 k = nk = r - l\cos\psi$, so ist

$$kh = 2\beta \frac{r\cos\psi - l}{(r - l\cos\psi)^{m+1}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5).$$

Durch ähnliche Schlüsse gewinnen wir für die Wirkung kh_1 der andern beiden Pole s und n_1 auf den Südpol in k den Werth

$$kh_1 = 2\beta \frac{r \cos\psi + l}{(r + l\cos\psi)^{m+1}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6).$$

Die Gesammtwirkung beider ist gleich der Differenz der Werthe 5) und 6) oder

$$kh - kh_1 = 2\beta \left\{ \frac{r\cos\psi - l}{(r - l\cos\psi)^{m+1}} - \frac{r\cos\psi + l}{(r + l\cos\psi)^{m+1}} \right\},$$

woraus sich durch Entwickelung der in den Nennern befindlichen Werthe nach r und unter Vernachlässigung der höhern Glieder ergiebt

$$kh - kh_1 = 4\beta \frac{a}{r^{m+1}} (m\cos\psi^2 - \sin\psi^2).$$

Das ist die von beiden Elementen c und l in k hervorgebrachte halbe Scheidungsweite; die von einem in k hervorgerufene halbe Scheidungsweite parallel zur Axe ns ist halb so gross. Bezeichnen wir sie durch α_2, so ist

$$\alpha_2 = \frac{kh - kh_1}{2} = 2\beta \frac{l}{r^{m+1}} (m\cos\psi^2 - \sin\psi^2) \quad . \quad . \quad . \quad 7),$$

was für $m = 2$ übergeht in

$$\alpha_2 = 2\beta \frac{l}{r^3} (2\cos\psi^2 - \sin\psi^2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8).$$

In dieser Gleichung sind die früheren enthalten, denn für $\psi = 0$ wird $\cos\psi = 1$ $\sin\psi = 0$ und wir erhalten die Gleichungen 1) und 2). Ferner wird, wenn $\psi = 90^0$ ist, $\cos\psi = 0$ und $\sin\psi = 1$, und es ergeben sich die Gleichungen 3) und 4). Für $\operatorname{tg}\psi = \sqrt{2}$ oder $\psi = 54^0\,44'$ würde sonach die durch c in k parallel zur Axe bewirkte Molecularvertheilung $= 0$ sein.

Lassen sich nun auch die hier gefundenen Ausdrücke blos als Näherungswerthe betrachten, so geht doch daraus hervor, dass die von jedem Element ausgeübte vertheilende Wirkung nahe mit der dritten Potenz der Entfernung abnimmt. Sonach wird man keinen grossen Fehler begehen, wenn man die Wirkung auf die entfernteren Elemente gänzlich vernachlässigt und die Molecularvertheilung eines Elementes nur als auf die zunächst angrenzenden Elemente sich erstreckend betrachtet.

Nun mag zuvörderst nur von der regelmässigen Anordnung des Magnetismus in Stäben gehandelt werden. Die wichtigeren aussergewöhnlichen Fälle finden sich in N. III vor. Nach dem Gesagten würde der Process der Vertheilung einer Reihe $e_1 \ldots b \ldots e$ (der *Fig. 353*) in der Richtung der Magnetaxe liegender gleichgrosser und gleichweit abstehender Elemente also folgendermassen von Statten gehen: Ist zunächst eines dieser Theilchen, etwa b, in der Richtung ns primär magnetisirt mit dem Moment $\beta l = \mu$, so wird es in jedem der beiden benachbarten Theilchen c und c_1 ein Moment

n e_1 d_1 c_1 b c d e s

Fig. 353.

$$\alpha = a\mu \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 9)$$

hervorrufen, wo a den aus Gleichung 1) ersichtlichen constanten Coefficienten $\frac{i}{r^3}$ bedeutet. Demnächst wird c und c_1 jedes in b wieder eine Vermehrung des Momentes bewirken und ebenso in d und d_1, so dass b eine Grösse

$$2a^2\mu,$$

d und d_1 aber jedes

$$a^2\mu$$

empfangen. Nun bewirken d_1 und d_1 in c_1, e_1, c und e Vertheilungen, welche wiederum den empfangenen proportional sind. Am Ende angelangt, erhöhen die letzten Theilchen rückwärts die Momente der vorletzten u. s. w. Mittlerweile ist das primär magnetisirte Theilchen durch Molecularvertheilung kräftiger geworden und vermag somit abermals die Momente seiner Nachbarn u. s. f. zu vermehren. Durch solche Schlüsse gelangt man zu unendlichen convergirenden und summirbaren Reihen. Sind ferner mehre oder alle Elemente primär und im einfachsten Falle gleichmässig magnetisirt, so wiederholen sich die Schlüsse mit gewissen, von der Lage der Elemente abhängigen Veränderungen so oft, als einzelne Elemente vorhanden sind. Jedenfalls würde aber schon hieraus hervorgehen, dass das Moment des mittelsten Theilchens einen Maximumwerth erhält und dass die Werthe von da aus bis zu den Endtheilchen abnehmen, sowie dass das Moment eines jeden Theilchens der primären Vertheilung, also auch der Magnetisirungsursache proportional sei.

Wenn wir die grössere oder geringere Kraft eines Elementes daraus herleiten, dass in dem stärkeren die Wirkungsmittelpunkte (Pole) weiter auseinandergetreten seien als im schwächeren, so müssen wir auch consequenter Weise annehmen, dass im ersteren Falle eine geringere Menge jeder von beiden im Element enthaltenen entgegengesetzten Kräfte durch die andern verdeckt sei, dass also eine grössere Menge von beiden Kräften als freier Magnetismus des Elementes auftrete. Enthält sonach das Theilchen d eine grössere Menge freien Südmagnetismus, als das Theilchen e Nordmagnetismus enthält, so macht sich der Ueberschuss an der Trennungsstelle von d und e als freier Südmagnetismus geltend. Umgekehrt enthält d weniger freien nach n gekehrten Nordmagnetismus, als c nach s gekehrten Südmagnetismus enthält, es wird sich also an der Trennungsstelle von d und c und somit über die ganze Hälfte der Reihe zwischen b und e freier Südmagnetismus zeigen, der natürlich am Ende am stärksten ist, weil der Südmagnetismus von e durch den Nordmagnetismus eines weitern Theilchens nicht verdeckt wird. Dasselbe gilt in Bezug auf den Nordmagnetismus der andern Hälfte der Reihe zwischen b und e_1. Der freie Magnetismus irgend einer Stelle ist also gleich der Differenz der Momente beider durch diese Stelle begrenzter Elemente.

Gegen die Folgerungen im vorigen Alinea spricht aber die Erfahrung. Nähern wir uns nämlich einer einfachen Reihe von magnetischen Elementen experimentell dadurch an, dass wir einen langen und dünnen Drath magnetisiren, so würde die Rechnung verlangen, dass die magnetischen Momente der kleinsten Theilchen von den Enden nach der Mitte des Drathes zunehmen wie

die Ordinaten einer Kettenlinie. Dagegen zeigt der Versuch, dass zwar die Zunahme von den Enden her stattfindet, dass aber die Theilchen auf einer geraumen Strecke über die Mitte hinweg einen constanten Werth haben. Der Grund liegt darin, dass beim Eisen und wahrscheinlich auch bei allen paramagnetischen Substanzen die Molecularvertheilung eine überwiegend viel grössere Trennung der Pole verursacht als die primäre Vertheilung und dass infolge dessen der in §. 17 erfahrungsmässig nachgewiesene absolute Sättigungszustand bald und voraussichtlich zunächst von den mittelsten Elementen erreicht wird. Sind aber die Theilchen erst bei diesem Sättigungszustand angelangt, so werden sie ein grösseres Moment nicht mehr zeigen können. Dennoch wurde das durch die Kettenlinie ausgedrückte Gesetz für nicht unverhältnissmässig dünne und nicht zu stark magnetisirte Stäbe in §. 16 mit grosser Annäherung erwiesen. Eine Lösung dieses scheinbaren Widerspruchs ergiebt sich durch ein näheres Eingehen in den Process der Molecularvertheilung zwischen den äquatorial gegen einander gelegenen Elementen.

Zu dem Ende mögen die kleinen Kreise in *Fig. 354* eine Anzahl von Elementen bedeuten, welche in dem Querschnitt eines Magneten liegen. Ihre Anordnung wird in der Natur zwar keine regelmässige sein, doch mag zunächst der Einfachheit wegen angenommen werden, dass jedes Theilchen wie hier zwischen vier andern liegt. Eine äussere Magnetisirungsursache würde an sich jedem dieser Elemente ein gleich starkes primäres Moment ertheilen, welches senkrecht zur Ebene der Figur stehe und wiederum mit $+\mu = \beta l$ bezeichnet werde. Ist dann $a_1 \equiv \frac{2}{r^3} = \frac{a}{2}$, so wird das Maass für die Molecularvertheilung jedes Elementes auf seine Nachbarn infolge von Gleichung 4) ausgedrückt sein durch

Fig. 354.

$$a_1 = -a_1\mu = -\frac{a\mu}{2}.$$

Setzt man hierin nach Lamont (Encyklop. d. Physik, Bd. 7, Abth. 1, S. 181) $a = \frac{1}{2}$, so beträgt die von allen vier benachbarten auf das betrachtete Element ausgeübte Molecularvertheilung

$$4a_1 = -\mu.$$

Es ist also die primäre Vertheilung durch die Molecularvertheilung völlig compensirt. In demselben Fall befinden sich aber alle mittleren Elemente, so dass in ihnen sich der Magnetismuszustand in dem labilen Gleichgewicht gegenseitiger Aufhebung befindet. Anders steht es mit den peripherischen Theilchen. Da diese nämlich nur auf der einen Hälfte des Umkreises sich im Wirkungskreis anderer Theilchen befinden, so hat die Molecularvertheilung für sie nur den

halben Werth $= -\frac{\mu}{2}$, in ihnen bleibt also $+\frac{\mu}{2}$ von der primären Vertheilung übrig. Mit diesem halben Werthe wirkt es nicht wieder rückwärts vertheilend auf seine Nachbarn im Innern des Querschnittes, denn es bedarf ja seiner ganzen Kraft, um die Kraft jener auf Null herabzudrücken, während die ganze Kraft seiner beiden Nachbarn nur die Hälfte der eigenen Kraft im Gleichgewicht zu halten im Stande ist. Gleichgewicht in einem magnetischen Querschnitt tritt also dann ein, wenn die peripherischen Theilchen ein Moment gleich der Hälfte der primären Vertheilung, die inneren Theilchen aber ein Moment gleich Null haben.

Denken wir uns nun eine grosse Anzahl von gleichen Querschnitten so übereinander gelegt, dass sich über jedem Element eine Reihe gleicher Elemente senkrecht zur Ebene der Figur erhebt, analog der Reihe *ns* in *Fig. 353*. Unter so bewandten Umständen ist jedes Theilchen eines jeden Querschnittes unter dem Einfluss der axialen Molecularvertheilung aller über oder unter ihm liegenden. Diese axiale Vertheilung würde in gleichen Höhen für alle diese elementaren Axialstreifen denselben Werth haben, wenn sie gesondert wären, und unter sonst gleichen äussern Einflüssen stünden. Betrachten wir also die Vertheilung in irgend einer Höhe als die primäre und denken uns die Streifen wiederum zusammengelegt, so besitzt in jedem Querschnitt die mitgebrachte Vertheilung dieselbe Grösse, welche wir soeben mit μ bezeichneten, welche aber von einem Querschnitt zum andern wechselt. Durch das Zusammenlegen kommt aber die äquatoriale Molecularvertheilung in Thätigkeit und infolge dieser tritt dann in jedem Querschnitt Gleichgewicht ein, wenn das Moment der peripherischen Theilchen auf die Hälfte von μ, das der innern Theilchen auf Null herabgesunken ist.

Hierzu kommt für die gewöhnlichen Fälle noch der schon behandelte Umstand, dass die mittleren Theilchen einer axialen Reihe den absoluten Sättigungszustand erlangt haben, ja dass sie sogar mehr als das Doppelte des in ihnen vorhandenen Momentes aufnehmen müssten, wenn das Gesetz für die axiale Vertheilung keine Discontinuität erleiden sollte. Verlangte z. B. jenes Gesetz ein Moment $= \mu$ für einen bestimmten Abstand vom Ende einer axialen Reihe, wäre aber der absolute Sättigungspunkt schon bei einem Moment $m = \frac{\mu}{2} - \varepsilon$ erreicht, so würde nach dem Zusammenlegen aller Reihen das Gleichgewicht nicht in dem diesen Abstand entsprechenden Querschnitt bestehen können, denn wenn auch die Momente der innern Theilchen auf Null herabsinken, so beträgt doch das der peripherischen nur $\frac{\mu}{2} - \varepsilon$, anstatt $\frac{\mu}{2}$. Offenbar wird dann die zweite Reihe der Theilchen ein Moment $= \varepsilon$ annehmen können, und wenn ε abermals das absolute Maximum überschreitet, also etwa $= \gamma m$ ist, so werden $\gamma + 1$ Reihen von der Peripherie aus bis zum absoluten Maximum magnetisirt werden. Die noch weiter nach dem Centrum liegenden haben jedoch nach wie vor gar keinen freien Magnetismus.

Demgemäss würde die Vertheilung des Magnetismus in einem cylindrischen

Magneten, dessen Theilchen von gleichen äussern Kräften polarisirt werden, und alle eine gleiche Vertheilungsfähigkeit besitzen, folgendermassen beschaffen sein. Bei sehr schwachen erregenden Kräften ist blos der äusserste Cylindermantel magnetisirt, und zwar so, dass die Momente der einzelnen Querschichten des Magneten von der Mitte nach den Enden hin abnehmen wie die Ordinaten einer über die Länge des Cylinders construirten Kettenlinie. Mit Zunahme der erregenden Kräfte erreichen die mittleren Theilchen den absoluten Sättigungszustand und in demselben Maasse, als dieses eintritt, dringt die magnetische Vertheilung in tiefere Schichten vor. So lange als die derart getroffenen Cylinderhüllen nicht wesentlich viel kleiner sind als die äusserste Hülle, zeigt auch das Gesetz der magnetischen Momente der einzelnen Querschichten keine wesentliche Abweichung von dem normalen Gesetz. Je länger der Cylinder wird, je grösser also die axiale Molecularvertheilung ausfällt, desto eher erlangen die Theilchen der mittleren Schichten die absolute Sättigung, desto weiter dringt also die magnetische Vertheilung in die innern, immer kleinern Hüllen vor, und desto mehr weicht die durch Messung gefundene Curve der Momente von der durch Rechnung gefundenen ab (vergl. *Taf. 5, Fig. VIII*). Sind endlich die erregenden Kräfte so stark, dass die magnetische Vertheilung bis zum Kern des Cylinders vorgedrungen ist, so nähert sich bei noch weiterer Verstärkung der Kräfte das Moment des ganzen Stabes dem Sättigungspunkt an (vergl. §. 17, namentlich N. I—III). Ueberhaupt lassen sich alle in §. 17, namentlich auch die in N. IV, experimentell gewonnenen allgemeinen Sätze aus dieser Theorie herleiten. Nur die Folgerung, dass nämlich die magnetische Molecularvertheilung bei zunehmender äusserer Kraft von der Stabesmitte an in das Innere vorzudringen beginnt, ist noch nicht experimentell nachgewiesen. Vielmehr ist nur gezeigt, dass eine immer grössere Anzahl von Cylinderhüllen an der Vertheilung Antheil nehmen.

I. Mit Uebergehung älterer Versuche, die Wirkungsweise der Magnete zu erklären, mag zuerst von Coulomb's Theorie gehandelt werden, als derjenigen, welche allen neuern Theorien zu Grunde liegt, und als der ersten, welche die bis dahin bekannten magnetischen Erscheinungen unter einander zu verknüpfen vermochte. Es hatte nämlich schon Aepinus[1] die Meinung ausgesprochen, die magnetischen Erscheinungen rühren von einer Flüssigkeit her, welche Eisen und Stahl durchdringe, welche auf ihre eigenen Theile abstossend, auf die Theile des Eisens aber anziehend wirke. Sei diese Flüssigkeit gleichmässig in ihrem Träger vertheilt, so übe sie keine Wirkung aus. Werde sie aber durch irgend einen Magnetisirungsprocess nach einem Ende des eisenartigen Körpers getrieben, dann erhalte dieses einen Ueberschuss der magnetischen Materie, während in dem andern Ende ein Mangel entstehe, und hieraus erklären sich die bekannten entgegengesetzten Eigenschaften der beiden Magnetpole. Statt der einen Flüssigkeit, welche so durch Ueberschuss oder Mangel wirken solle, nahmen andere Autoren zwei mit entgegengesetzten Eigenschaften begabte, in ihrer Vereinigung unwirksame, durch Sonderung jedoch in die Erscheinung tretende Flüssigkeiten an. Immerhin bedurfte es aber einer Dislocirung dieser Gegensätze aus der einen Hälfte des Stabes in die andere. Coulomb hatte nun schon nachgewiesen[2], dass die anziehenden und abstossenden Wirkungen der Magnete sich direct verhalten wie die magnetische Intensität, und umgekehrt wie die Quadrate der Abstände. Ferner[3] abstrahirte er von den Flüssigkeiten,

und versuchte durch Voraussetzungen anziehender und abstossender Kräfte von den mannichfachen magnetischen Phänomenen Rechenschaft zu geben. Dazu kam aber noch folgende Erwägung. Wäre nämlich der Magnetismus einer Vertheilung irgend eines Agens durch den ganzen Magnetstab zu danken, so müsste man durch Zerbrechen des Stabes die beiden entgegengesetzten Wirkungen sondern können. Die Erfahrung zeigt jedoch, dass an der Trennungsstelle wiederum zwei entgegengesetzte Pole auftreten, und somit jeder Theil einen vollständigen Magneten mit nordpolaren und südpolaren Eigenschaften an seinen beiden Enden darstellt. Zur Erklärung dieser Thatsache wurde die weitere Annahme gerechtfertigt, dass die magnetischen Kräfte nicht dem ganzen Stabe zugehörig, sondern dass sie vielmehr nur in jedem Element des Stahles oder Eisens enthalten seien. Diese Kräfte können nun zwar von einem Ende des Elementes zum andern bewegt werden, und dadurch dem Elemente zwei Pole ertheilen, sie vermögen aber nicht aus einem Elemente in ein anderes überzutreten. Bedeutet demgemäss *abcd* in *Fig.* 355 ein magnetisirtes Blech, welches auf der Seite *S* den Südpol und auf der Seite *N* den Nordpol hat, und bedeuten die zwischen *e* und *f* befindlichen Quadrate die in einem Längsstreifen liegenden Elemente des Magneten, so kehrt jedes entsprechend der dunkleren Hälfte seinen Nordpol nach *N*, seinen Südpol, entsprechend der helleren Hälfte, nach *S*; aber weder die nordmagnetische, noch die südmagnetische Kraft kann ein Element verlassen, um auf ein benachbartes überzugehen. Wird nun das Blech in der Richtung *gh* zerbrochen, so ist es erklärlich, warum auf dieser Linie an dem kleinern Theil ein Nordpol, an dem grössern ein Südpol hervortritt.

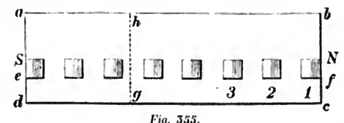


Fig. 355.

Nun scheint es, als ob Coulomb schon einen verstärkenden Einfluss der benachbarten Elemente auf die magnetische Vertheilung in irgend einem Elemente angenommen habe. Er sagt nämlich, dass, wenn in dem Elemente 1 der *Fig.* 355 die nördliche Kraft das Maass *a* habe, das Element 2 eine (freie) nördliche Kraft *b* haben werde, indem seine Kraft *a* durch die negative Kraft des südlichen Endes vom Element 1 aufgehoben werde. Ebenso könne im Element 3 eine (freie) nördliche Kraft *c* auftreten, indem der Theil $a + b$ durch die negative Kraft des südlichen Poles des Elementes 2 aufgehoben werde. In einem Querschnitt *gh* halten sich sonach die beiden von den Hälften *ghN* und *ghS* kommenden Actionen nebst der Coercitivkraft das Gleichgewicht.

II. Das sind die wesentlichsten theoretischen Grundlagen, auf welchen etwa 40 Jahre später Poisson [4] eine mathematische Theorie der Anordnung des Magnetismus in dessen Träger aufbaute, nachdem er über das entsprechende Verhalten der Elektricität auf Leitern ebenfalls mathematische Untersuchungen angestellt hatte. Den elektrischen und den magnetischen Kräften gemein ist die polare Wirkungsweise, das Gesetz der umgekehrten Proportionalität zum Quadrate des Abstandes und (nach Poisson's Ansicht) die unbegrenzte Menge der im natürlichen Zustand der Körper enthaltenen vertheilungsfähigen Agentien. Auch sind die Träger beider Agentien in je zwei Klassen zu sondern, nämlich in solche, welche der Vertheilung und Wiedervereinigung einen Widerstand entgegensetzen, und in solche, die das nicht in merklichem Grade thun. Bekanntlich sind das für die Elektricität die Isolatoren und die Leiter, und für den Magnetismus z. B. der Stahl und das weiche Eisen. — Diesen Analogien gegenüber machen sich aber wesentliche Unterschiede bemerklich. Zunächst ist hervorzuheben, dass die Leiter und Nichtleiter für die Elektricität nicht zusammenfallen mit denen für den Magnetismus. Ferner sind die Isolatoren für

Elektricität wahrscheinlich so beschaffen, dass zwar die Vertheilung in ihren Elementen ebenso leicht von Statten geht als in den Leitern, dass aber dem Uebergang von einem Elemente zum andern ein Widerstand entgegensteht. Dieser Widerstand fehlt dagegen bei den Leitern, und daher erklärt sich die Vertheilung durch den ganzen Körper, sowie die Mittheilung auch nur einer Art von Elektricität von einem Körper zum andern. Verschieden davon ist der Widerstand, welcher der magnetischen Vertheilung z. B. im Stahl entgegengesetzt wird. Diesen müssen wir nämlich einer Kraft zuschreiben, welche ihren Sitz in den kleinsten Theilchen des Stahles hat, und welche Coërcitivkraft genannt wird. Dahingegen kommt der der elektrischen Isolation analoge Widerstand nach Coulomb's Ansicht auch den besten Leitern des Magnetismus, wie dem weichen Eisen, zu, indem die magnetischen Agentien die Grenzen der Elemente nicht zu überschreiten vermögen. Einen weiteren Unterschied findet Poisson auch noch darin, dass die Elektricität allen Substanzen gemein sei, der Magnetismus aber nur in einer geringen Anzahl von Körpern deutlich erkannt sei. Nach Entdeckung des Diamagnetismus muss jedoch dieses Kennzeichen fortfallen. Dahingegen kommt auch eine der oben angeführten Analogien in Wegfall, indem als ein weiteres Unterscheidungszeichen noch festgehalten werden muss, dass die Materie wohl mit einer unerschöpflichen Menge von elektrischen Agentien begabt sein mag, dass aber die magnetische Vertheilungsfähigkeit nach den in §. 17, S. 127 ff. mitgetheilten Untersuchungen eine nicht eben hoch liegende Grenze erreicht.

Genug — von allen diesen Unterscheidungsmerkmalen ist in die mathematische Theorie von Poisson nur dasjenige eingeführt worden, dass nämlich die zur Vertheilung gekommenen magnetischen Agentien die Grenzen ihrer Elemente nicht zu überschreiten vermögen, denn der permanente Magnetismus des Stahles, herrührend von einer dessen Moleculen zukommenden Coercitivkraft, ist von der Behandlung ausgeschlossen. So kommt es, dass die entwickelten Formeln ebensowohl für eine, äussern magnetischen Einflüssen ausgesetzte Eisenstange gelten, als für einen Körper, in welchem man künstlich eine elektrische Molecularvertheilung nachahmen würde. Das könnte nämlich dadurch geschehen, dass man z. B. Bleischroten in Platten von Guttapertscha eindrückte, durch Aufeinanderlegen einer grössern Anzahl solcher Präparate einen beliebig gestalteten Körper bildete und diesen der vertheilenden Wirkung des Conductors einer Elektrisirmaschine aussetzte. Doch wird ein so gewonnener Körper niemals gegen den Erdmagnetismus oder gegen einen benachbarten Magnetstab reagiren, noch in entgegengehaltenem weichen Eisen eine magnetische Vertheilung hervorbringen, trotz der formulirten Identität. Wir müssen also schon hierin eine Unvollständigkeit in der Theorie erblicken.

Aus den bisherigen allgemeinen Erörterungen geht hervor, dass die letzten Magnetisirungsvorgänge in die magnetischen Elemente zu verlegen sind. Bei einem nähern Eingehen auf diesen Gegenstand ist es aber nöthig, namentlich zweierlei festzustellen, 1. die Grösse, und 2. die Richtung der magnetischen Elementarvertheilung, und in dieser Hinsicht bedarf es weiterer Hypothesen über die physikalische Beschaffenheit der Elemente.

Anlangend die Grösse der magnetischen Vertheilung, so sind im gewöhnlichen Zustand die unerschöpflichen, aber gleichen Quantitäten nördlicher und südlicher Kraft gleichmässig in allen Punkten im Innern und an der Oberfläche der Elemente enthalten. Beim Akt des Magnetisirens werden aber die Ausgangspunkte beider um eine kleine Grösse nach entgegengesetzten Richtungen verschoben. Die magnetischen Elemente werden als unverhältnissmässig kleine Grössen erster Ordnung gegenüber dem Körper betrachtet, dem sie angehören, und sind durch Zwischenräume von einander getrennt, in welche die Kräfte nicht überzugehen vermögen, und

welche von derselben Grössenordnung sind als die Elemente selbst. Sonach ist auch die Grösse der Verschiebung von gleicher Ordnung als die der Elemente, die Wirkung ist aber dieselbe, als ob sich, statt jeder der beiden Kräfte im Innern, eine Kraftschicht an der Oberfläche des Elementes ausgeschieden habe, welche von einer Stelle zur andern veränderliche Dicke besitzt. Diese Dicke wird als unendlich kleine Grösse der zweiten Ordnung betrachtet. Unter freier Flüssigkeit eines Punktes der Oberfläche wird dann der Ueberschuss der nördlichen über die südliche Kraftschicht verstanden, welcher an einzelnen Stellen einen positiven, an andern einen negativen Werth besitzt.

Das Verhältniss zwischen dem Volumen V der Elemente und dem Volumen R der Zwischenräume wird für dieselbe magnetische Substanz als durchgängig gleich angenommen. Es ist aber sowohl bei verschiedenen Substanzen als auch bei verschiedenen Temperaturen derselben Substanz ein anderes. Immer wird das Verhältniss $k' = \frac{V}{V+R}$ zwischen dem Volumen aller Elemente eines Körpers und dem Volumen des Körpers selbst einen Bruch darstellen. Doch nähert sich dieser für verschiedene Substanzen mehr oder weniger der Einheit an. Eine ähnliche Aenderung dieses Verhältnisses tritt auch durch Temperaturänderungen ein, da nicht wohl anzunehmen ist, dass die daraus hervorgehende Volumenänderung der Körper herrührt von einer Volumenänderung der Elemente selbst, sondern vielmehr daher, dass sich die Zwischenräume zwischen denselben vergrössern oder verkleinern. Von dem Verhältniss k' hängt nun die Quantität des an verschiedenen Substanzen wie z. B. an Nickel oder Kobalt oder Eisen, unter sonst gleichen äusseren Bedingungen auftretenden Magnetismus ab. Und statuirt man diese Abhängigkeit, so ist es nicht nöthig, eine specifische Verschiedenheit unter den Magnetkräften der genannten Körper vorauszusetzen, vielmehr wird die Annahme gerechtfertigt, dass gleiche Mengen dieser Kräfte sich in gleichen Abständen mit denselben Intensitäten anziehen, beziehlich abstossen, mögen sie denselben, oder mögen sie verschiedenen Substanzen angehören. Poisson bringt schon zur Prüfung dieser Annahme die später von Plücker mit vielem Erfolg angewandte Mischung von fein vertheiltem Eisen und einer unmagnetischen Substanz (Schweineschmalz) in Vorschlag. Auch meint er, es können wohl sonst unmagnetische Körper bei Temperaturerniedrigung magnetisch werden, wozu manche der in den Paragraphen 41 und 42 aufgeführten Erfahrungen stimmen.

Endlich kann auch in Bezug auf die Quantität des entwickelten Magnetismus die Gestalt der Elemente von Einfluss sein. Haben dieselben z. B. eine ellipsoidische Form, so wird sich nach der Richtung der grössern Axe die Vertheilung leichter bewerkstelligen, also bei derselben äussern Kraft eine grössere Quantität des freien Magnetismus ausscheiden, als nach jeder der beiden andern Axen. Bei einem kugelförmigen Element ist dagegen die Quantität stets dieselbe, von welcher Seite es der vertheilenden Kraft dargeboten werden mag. Wenn sich auch die Rechnungen nicht über diese Specialität verbreiten, so weissagt doch Poisson demgemäss schon die Existenz der Magnetkrystallkraft (§. 45), welche 23 Jahre später von Plücker entdeckt wurde.

Ausser der Quantität der in jedem Element auftretenden freien Kräfte muss auch noch die Richtung einen Ausdruck finden, nach welcher die Vertheilung stattgefunden hat. In einem geradlinig angeordneten Aggregat von magnetischen Elementen, in deren Richtung ein oder mehre magnetische Mittelpunkte angebracht sind, wird offenbar die Richtung der Vertheilung mit der Richtung der Aneinanderreihung zusammenfallen. Dagegen wird in einem beliebig gestalteten magnetischen Körper die Molecularvertheilung im Allgemeinen in krummen Linien

geschehen, deren Gestalt von der Form des Körpers und der Lage der vertheilenden Centra abhängt, und deren Tangenten mit der Vertheilungsrichtung der an den Berührungspunkten liegenden Elemente zusammenfallen. Diese Linien werden **magnetische Linien** (*Lignes d'aimentation*) genannt.

Bei der mathematischen Untersuchung selbst wird nun zunächst die Wirkung eines magnetischen Elementes auf einen Punkt berechnet, welcher innerhalb oder ausserhalb des magnetisirten Körpers liegt. Bedeutet der Würfel um C in *Fig. 356* das gegen drei Coordinatenaxen gegebene magnetische Element und ist M' ein Punkt seiner Oberfläche, M der ebenfalls gegebene Punkt, auf welchen das Element wirkt, so lässt sich die Grösse der Wirkung von M auf M' finden unter Berücksichtigung des Abstandes MM' und der Dichtigkeit der magnetischen Schicht in M'. Diese Wirkung ist dann in gewöhnlicher Weise in drei parallel zu den Coordinatenaxen gerichtete Componenten zu zerlegen. Durch Integration und mit Erwägung dessen, dass die Summe aller über der Oberfläche verbreitet gedachten freien Flüssigkeit gleich Null ist, finden sich dann die Componenten der Wirkung des Elementes auf M. Unter der Voraussetzung, dass der Abstand von M unverhältnissmässig gross ist gegen die Abmessungen des Elementes, lässt sich diese Wirkung als von einem beliebigen Punkte C im Innern des Elementes ausgehend darstellen, und somit können die Formeln einer Abhängigkeit von der Gestalt des Elementes entzogen werden. Die daraus hervorgehenden Gleichungen enthalten Integrale, welche blos auf die Vertheilung im Element Bezug haben, und diese ändern ihre Werthe, wenn die Richtung der Coordinatenaxen geändert wird. Eine Transformation der Coordinaten und Untersuchung der gewonnenen Gleichungen zeigt, dass in einer gewissen Richtung zwei der drei parallel zu den Axen gehenden Componenten der Wirkungen des Elementes gleich Null werden, die dritte aber einen grössten Werth erhält, und somit M das Maximum der Wirkung erfährt, wenn es sich in der Richtung der letzten Componente befindet. Das Element verhält sich also, wie sich eine sehr kleine Magnetnadel gegen den merklich entfernten Punkt M verhalten würde, wenn die Winkel gegeben sind, welche ihre Axe mit drei Coordinatenaxen macht.

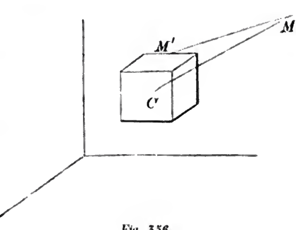


Fig. 356.

Würde eine grosse Anzahl solcher Elemente regelmässig und dicht aneinander geschichtet, so ist voraussichtlich ihre Wirkung gegen einen entfernten Punkt gleich dem Product ihrer Zahl in die Wirkung eines einzigen Elementes. Werden aber Zwischenräume zwischen den einzelnen Elementen gelassen, so erhält man die Wirkung des Aggregates, wenn man jenes Product noch mit dem Verhältniss k' zwischen dem Gesammtvolumen der Elemente und dem Volumen, welches sie und ihre Zwischenräume einnehmen, multiplicirt. Denkt man sich in dieser Weise ein Volumen v mit Elementen und Zwischenräumen erfüllt, welches im Verhältniss zum einzelnen ausserordentlich gross, im Verhältniss zum ganzen Körper A jedoch als ausserordentlich klein betrachtet werden kann, so lässt sich der Körper A aus solchen Raumtheilen v zusammengesetzt ansehen und man erhält sonach die nach den drei Coordinatenaxen gerichteten Componenten der Wirkung von A auf einen Punkt M, wenn man die entsprechenden Componenten der Wirkungen von v einer dreifachen Integration unterwirft.

Der Punkt M kann nun entweder ausserhalb des Körpers A liegen oder inner-

halb desselben. Im ersten Falle bietet diese Herleitung der von A auf M ausgeübten Wirkung keine Schwierigkeiten. Anders ist es jedoch, wenn der Punkt M im Innern von A liegt, denn jetzt ist er den umgebenden Elementen sehr nahe, und es wurde ja vorausgesetzt, dass er einen merklichen Abstand von jedem auf ihn wirkenden Element haben müsse, wenn nicht anders die (uns unbekannte) Gestalt derselben von Einfluss sein soll. Poisson begegnet diesem Umstand durch folgende Erwägungen.

Der Körper A werde derart in die bezeichneten kleinen Elementenaggregate ν zertheilt, dass der Punkt M in dem Mittelpunkt eines derselben liege. Da ein solches Aggregat im Verhältniss zu A ausserordentlich klein ist, so wird in seiner ganzen Ausdehnung der Coefficient k' einen constanten Werth behalten, es werden also von dem Punkte M aus nach jeden zwei entgegengesetzten Richtungen in dem Aggregat eine gleich grosse Anzahl von Elementen und überdem wird jedes von ihnen in demselben Zustande der magnetischen Vertheilung befindlich zu erwarten sein. „Bezeichnen wir nun zur Abkürzung mit B den kleinen Theil von A, dessen Wirkung auf den Punkt M wir bestimmen wollen, so mag behufs dieser Bestimmung B in eine unendliche Anzahl unendlich spitzer Kegel zerlegt werden, deren Spitzen alle im Punkte M zusammenlaufen. Da der übrige Theil von A ... aus vollständigen magnetischen Elementen zusammengesetzt ist, folgt nothwendigerweise, dass auch B aus ungetrennten Elementen besteht; und hieraus geht hervor, dass die Axe eines jeden dieser Kegel ausserhalb eines magnetischen Elementes endet. Sei ω der unendlich kleine Querschnitt, welcher in einem dieser Kegel senkrecht auf seine Axe und in der Einheit des Abstandes von der Spitze M gedacht werden kann; bezeichnen wir ferner mit r den Abstand eines beliebigen Punktes dieser Axe von der Spitze M, dann ist das Volumenelement des Kegels in diesem Abstand r gleich $r^2 \omega\, dr$; und, wenn man μ die Quantität der freien Flüssigkeit nennt, welche demselben Punkt entspricht, dann ist die parallel zur Axe gerichtete Wirkung dieses Elementes auf die Spitze ausgedrückt durch $\frac{\mu \omega r^2 dr}{r^2} = \mu \omega dr$. Die Wirkung des ganzen Kegels hat dieselbe Richtung, und ihr Werth ist $\omega \int \mu\, dr$, wo das Integral für die ganze Länge seiner Axe zu nehmen ist. Das drückt aber offenbar die Quantität der freien Flüssigkeit aus, welche sich auf dieser Geraden befindet. Die Wirkung desjenigen Kegels, dessen Axe in der Verlängerung der des eben behandelten liegt, hat die entgegengesetzte Richtung. Beide Kräfte heben sich also theilweise auf. Setzt man ferner voraus, dass beide Kegel gleiche Länge und gleiche Oeffnung ω haben, dann reduciren sich diese Wirkungen infolge der vorangehenden Voraussetzung blos auf die Wirkung der freien Flüssigkeit, welche gleichzeitig einem der Kegel und demjenigen magnetischen Element angehört, welchem auch M zugehört. Ebenso verhalten sich alle ähnlichen Kegelpaare, derart, dass die Gesammtwirkung von B auf den Punkt M sich reducirt auf die der magnetischen Schicht, welche sich auf der Oberfläche desselben Elementes befindet. Man erkennt auch aus dieser Herleitung, dass, wenn der Punkt M ausserhalb eines magnetischen Elementes läge, die Wirkung von B auf diesen Punkt vollkommen zerstört würde, d. h. dass ein Theilchen nördlicher und südlicher Flüssigkeit, welches man an diese Stelle versetzen würde, daselbst im Gleichgewicht verbliebe, wenn es nur der besprochenen Wirkung und keinen andern Einflüssen ausgesetzt wäre."

„Diese Schlüsse sind von der Gestalt von B unabhängig; sie setzen einzig voraus, dass dieser Theil von A nur vollständige magnetische Elemente enthält, und dass die vom Punkte M nach seiner Oberfläche gezogenen Radien in Bezug auf die Dimensionen der Elemente sehr gross, in Bezug auf die Dimensionen von A aber

sehr klein seien. Fürwahr kann man, vorausgesetzt, dass diese Bedingungen erfüllt werden, B vergrössern und verkleinern, ohne seine Wirkung auf M wesentlich zu ändern; die Wirkung der ganzen Elemente, welche man hinzufügt oder fortnimmt, berechnet sich nach Massgabe des früher Gesagten. In Hinblick jedoch auf die geringe Ausdehnung der Begrenzung dieser Elemente können die dreifachen Integrale, welche sich auf dieselben beziehen, vernachlässigt werden gegen die Componenten der übrigen Wirkungen, zu denen die Componenten der Wirkung von B zu addiren sind. Dahingegen wird aber die Bedingung, welche in Betreff des Abstandes zwischen M und den äussersten Punkten von B gestellt wurde, nicht für den ganzen Umkreis des Punktes M erfüllt, wenn derselbe an der Oberfläche von A liegt, oder äusserst nahe an dieser Oberfläche. Vielmehr würde die totale Wirkung dieses Körpers auf die der Oberfläche sehr benachbarten Punkte an jeder Stelle von der besonderen Anordnung der magnetischen Elemente um diesen Punkt abhängen. Aus diesem Grunde wollen wir nicht versuchen, sie zu bestimmen, und es mag die Bemerkung genügen, dass alles Folgende nur auf solche Punkte von A Anwendung findet, deren Abstand von seiner Oberfläche sehr gross in Verhältniss zu den Abmessungen der Elemente ist, was so lange statthaben wird, als diese Punkte in einer merklichen Tiefe liegen."

Wenn sonach B auf einen in seinem Centrum liegenden Punkt überhaupt nur eine Wirkung ausübt, sobald M im Innern eines magnetischen Elementes liegt, und wenn sich dann die Gesammtwirkung reducirt auf die Wirkung des letzteren Elementes, so kommt die Aufgabe darauf hinaus, die Wirkung eines Elementes auf einen in seinem Innern liegenden Punkt M zu bestimmen. Diese Wirkung, nach drei zu einander senkrechten Axen zerlegt, führt wiederum für jede der gewonnenen drei Componenten zu Integralen, welche sich über die ganze Oberfläche des Elementes verbreiten, und welche einer Lösung fähig sind, wenn das Gesetz gegeben ist, nach welchem sich die freie Flüssigkeit über die Oberfläche des Elementes verbreitet.

Auf einen Punkt M im Innern des Körpers A, und gleichzeitig im Innern eines seiner Elemente (denn die in den Zwischenräumen liegenden Punkte kommen ja nicht in Betracht) wirken aber drittens noch vertheilend die ausserhalb von A liegenden magnetischen Centren. Auch für diese wird das Maass des Einflusses nach denselben drei Coordinatenaxen zerlegt. Ist aber das geschehen, so wird es dann Bedingung für das magnetische Gleichgewicht im Punkte M sein, dass die Summe aller auf ihn wirkenden Kräfte nach jeder der zu einander senkrechten Richtungen gleich Null gesetzt wird. Im vorliegenden Falle, wo wir uns M ohne Coercitivkraft zu denken haben, würden also die Componenten, sowohl nach der Richtung der X, als nach der Richtung der Y, als nach der Richtung der Z, und zwar 1. für die Wirkung der ausserhalb A liegenden magnetischen Centren, 2. für die Wirkung der magnetischen Elemente von A im Allgemeinen und 3. für die Wirkung speciell desjenigen magnetischen Elementes, in welchem M liegt, zu addiren und jede der drei Componentensummen für sich gleich Null zu setzen sein.

Wäre dagegen die Coercitivkraft im Punkte M nicht gleich Null, so könnte, da diese Kraft ähnlich dem Reibungswiderstand wirkt, das Gleichgewicht in unendlich verschiedener Weise stattfinden. Eine nähere Behandlung der daraus hervorgehenden Erscheinungen, namentlich derjenigen, welcher als Sättigungszustand des permanenten Magnetismus bekannt ist, hatte Poisson in Aussicht gestellt, aber nicht ausgeführt.

In jenen drei Gleichungen kommen also drei Werthe vor für die Componenten der Wirkungen der von M entferntern magnetischen Elemente des Körpers A, und drei Werthe für die Componenten der Wirkung desjenigen Elementes, welches M

unmittelbar umgiebt. Alle sechs Werthe sind abhängig von der Vertheilung der freien Flüssigkeit auf der Oberfläche der Elemente. Um nun das Gesetz für diese Vertheilung zu ermitteln in solchen Elementen, welche keine vorherrschende Richtung der Gestaltaxe besitzen, stützt sich POISSON auf den folgenden Umstand. Im Allgemeinen ist die Vertheilung des durch äussere Agentien hervorgerufenen Magnetismus abhängig von der Gestalt und der Lage des Körpers A gegen die äussern Kraftmittelpunkte. Ist aber A eine Kugel, dann muss die Vertheilung stets dieselbe Richtung behalten, wie man sie auch um ihr Centrum drehen mag, wenn nur Lage und Abstand des letzteren von den äussern unverrückt gelassenen Kraftmittelpunkten dieselben bleiben. Durch Einführung der Bedingungen für die Kugelgestalt von A in die allgemeinen Gleichungen, durch Transformation der Coordinaten und nochmalige Elimination unter den dadurch eingeführten willkürlichen Constanten nach den vorstehenden Grundsätzen lässt sich der beabsichtigte Zweck erreichen für den Fall, dass die magnetischen Elemente eine ellipsoidische Gestalt besitzen. Die umfangreichen Rechnungen sind aber nur ausgeführt für den Fall, wenn die magnetischen Elemente Kugeln sind.

Für diejenigen Kräfte, mit denen ein durch Influenz magnetisirter Körper auf einen ausser ihm liegenden Punkt anziehend oder abstossend wirkt, sind nach Massgabe des Gesagten zunächst Formeln entwickelt, welche dreifache Integrale enthalten. Im weiteren Verlauf wird gezeigt, dass sich die dreifachen Integrale in doppelte Integrale umformen lassen, wenn in dem ganzen Körper dieselbe Temperatur und eine constante Dichtigkeit vorausgesetzt wird. Ingleichen wird die Wirkung derjenigen Elemente von A, welche der Oberfläche sehr nahe liegen, und für welche, wie gesagt wurde, die Herleitung keine Gültigkeit hat, als unwahrnehmbar gering vernachlässigt gegen die Wirkung der übrigen Theile von A. Alsdann zeigen aber die Formeln: dass, obgleich die beiden magnetischen Fluida durch die ganze Masse des mittelst Vertheilung magnetisirten Körpers verbreitet sind, dennoch die Attractionen und Repulsionen, welche derselbe nach aussen zeigt, ebenso geschehen, als wäre dieser mit einer sehr dünnen, aus gleichen Mengen der beiden Flüssigkeiten gebildeten Schicht bedeckt, deren totale Wirkung auf die innern Punkte gleich Null ist. Der dritte Theil der ersten Abhandlung enthält eine Uebertragung und Auflösung der Formeln für den Fall, wenn A eine Kugel ist, sowie den Nachweis grosser Uebereinstimmung der Ergebnisse der Rechnung mit denen von Versuchen, welche BARLOW mit eisernen, unter Einfluss der Erdkraft magnetisirten Kugeln angestellt hatte. — In der ersten Abtheilung einer zweiten Abhandlung[3] werden die allgemeinen Formeln auf den Fall eines beliebigen Ellipsoids übertragen. In dieser Hinsicht sind die beiden extremen Fälle, nämlich der eines besonders abgeplatteten, und der eines sehr in die Länge gezogenen Ellipsoids hervorzuheben. Die Formeln für das erstere erklären die besonderen Erscheinungen an Eisenplatten, die für das letztere dagegen die für Eisennadeln, wenn sie der vertheilenden Wirkung äusserer Magnetkräfte ausgesetzt werden. In der zweiten Abtheilung werden besondere Fälle behandelt, namentlich eine von BARLOW in Anwendung gebrachte Methode den ablenkenden Einfluss zerstreuter Eisenmassen auf die Schiffscompasse zu eliminiren.

Die grosse Anerkennung, welche der Theorie POISSON's zutheil geworden ist, gilt dem ungewöhnlichen Scharfsinn, mit welchem die Rechnung auf einen äusserst schwierigen physikalischen Gegenstand übertragen wurde. Dennoch können wir nicht umhin, einige Bedenken ausser dem schon oben geltend gemachten, gegen die physikalischen Consequenzen hier auszusprechen.

Zunächst wurde in §. 17, S. 127 ff., nachgewiesen, dass ein magnetischer Sättigungszustand auch für das weiche Eisen, abgesehen von dem schon länger be-

kannten Sättigungszustand der Stahlmagnete, existire. Wir mussten daraus schliessen, dass in den kleinsten Theilchen nur eine begrenzte Menge von zerlegungsfähiger Magnetkraft enthalten sei. Das läuft aber POISSON's Annahme einer unbegrenzten Menge zerlegungsfähiger Flüssigkeit in den kleinsten Theilchen zuwider.

Ferner ist zwar in der Theorie nachgewiesen, dass ein durch Influenz magnetisirter Körper nach aussen ebenso wirkt, als ob die magnetischen Kräfte sich blos in einer sehr dünnen Schicht über seiner Oberfläche verbreiteten. Doch ist dieses nur ein Ergebniss der Rechnung, welche gleichzeitig aussagt, dass die beiden magnetischen Fluida in Wahrheit durch die ganze Masse des magnetischen Körpers verbreitet seien. Ganz im Gegentheil ist aber (vergl. §. 17, S. 127 ff.) nachgewiesen worden, dass die Vertheilung des Magnetismus nicht blos in der angegebenen Weise betrachtet werden kann, sondern dass die Vertheilung blos an der Oberfläche wirklich eine physikalische Thatsache ist, und dass die im Innern des Körpers befindlichen Massentheilchen nur dann an der Vertheilung participiren, wenn in den peripherischen Theilchen alle vorhandene Magnetkraft zur Zerlegung gekommen ist.

Dazu kommt noch folgender Widerspruch mit der Erfahrung. Eine Eisenplatte kann man nämlich als ein Stück einer eisernen Hohlkugel von unendlich grossem Halbmesser betrachten. Die Theorie sagt nun aus, dass, wenn man in das Innere einer hohlen Eisenkugel Magnete bringt, dann von ihnen in Gemeinschaft mit der durch sie influencirten Hohlkugel keine Wirkung auf ein ausserhalb der letzteren befindliches Eisentheilchen hervorgebracht werden kann. Sonach müsste also eine Eisenplatte von grossem Durchmesser auch bei sehr geringer Dicke auf einen starken Magneten gelegt, den Durchgang des Magnetismus verhindern, so dass z. B. auf die Platte gestreute Eisenfeilspähne sich nicht an dieselbe anhängen und noch viel weniger magnetische Curven bilden dürften. Nichts destoweniger entstehen sehr ausgesprochene Curven, wenn man sich nur eines recht kräftigen Elektromagneten bedient und einer so dünnen Eisenplatte, dass der Magnet das Maximum der Capacität der Platte zu überschreiten vermag.

Alle diese Widersprüche dürften sich nun darauf zurückführen lassen, dass POISSON annimmt, es werde in einem magnetisirungsfähigen Punkt keine Zerlegung hervorgebracht von allen denjenigen magnetischen Elementen, welche ihn als Mittelpunkt, also z. B. einen kugelförmigen Raum erfüllend umgeben. Würden die von den magnetischen Elementen ausgehenden Kräfte wirken wie die Schwerkraft, so würde über die Richtigkeit jener Annahme nach bekannten Gesetzen, sowie nach der oben ausführlich mitgetheilten Herleitung kein Zweifel obwalten können. Anders ist es aber, wenn wir es mit polaren Kräften zu thun haben, deren Wirkungsmittelpunkte wie im vorliegenden Falle nach einer gegebenen Richtung von einander getrennt, und mit entgegengesetztem Vorzeichen zu versehen sind. Bedeute nämlich *Fig.* 357 den Durchschnitt eines kugelförmigen Aggregates von magnetischen Elementen mit der Ebene der Zeichnung, stellen die kleinen Kreise die einzelnen Elemente dar, welche auf der schraffirten Hälfte freien Nordmagnetismus, auf der andern freien Südmagnetismus besitzen, und sei ns das im Centrum befindliche Element. Man übersieht dann mit einem Blick, dass derjenige Punkt, auf welchem alle freien Nordmagnetismen aller Elemente sich in ihrer Wirkung gegenseitig aufheben, in der Gegend von n liegt, während der entsprechende Punkt für die Südmagnetismen in der Gegend von s sich befindet. Während nun bei n zwar die Nordmagnetismen aller Elemente ihre Wirkung aufheben, sind daselbst doch noch die Wirkungen aller Südmagnetismen thätig. Dasselbe ist mit geeigneten Veränderungen von s zu sagen, so dass sich in Wahrheit kein Punkt in dem Elemente ns vorfindet, in welchem sich die von dem kugelförmigen Elementenaggregat ausgehende Wirkung auf Null reducirte, was doch in POISSON's Theorie verlangt wird.

In Poisson's Theorie wird also der verstärkende Einfluss benachbarter Elemente auf die magnetische Vertheilung in einem gegebenen Element, welches wir mit Molecularvertheilung bezeichnen, in Abrede gestellt. Dennoch wird eine Verschiedenheit der Vertheilung in verschiedenen Substanzen, wie Nickel oder Kobalt oder Eisen, beobachtet, sowie bei verschiedenen Temperaturen derselben Substanz. Bei Annahme einer Molecularvertheilung kann das daher herrühren, dass durch ein weiteres Auseinanderrücken der Elemente die gegenseitige vertheilende Wirkung geschwächt wird, ähnlich der Influenz in Kleist'schen Flaschen, wenn die Dicke des Glases bedeutender wird. Hier aber ist es nöthig, die Erscheinung herzuleiten von einem geänderten Verhältniss zwischen dem Rauminhalt der magnetischen Elemente zu dem Rauminhalt des von ihnen constituirten Körpers. Das bedingt jedoch die Einführung jener Elementenaggregate, welche im Verhältniss zum ganzen Körper ausserordentlich klein, im Verhältniss zum einzelnen Element dagegen ausserordentlich gross sein sollen. Sonach sind aber die magnetischen Elemente in Wahrheit zu unendlich kleinen Grössen der zweiten Ordnung geworden. Während also Coulomb den Sitz der magnetischen Vertheilung in kleinste Grössen erster Ordnung verlegte, wurde es zur Gewinnung einer neuen Constanten behufs Erklärung einer neuen Thatsache nöthig, jene Vertheilung in kleinste Grössen zweiter Ordnung zu versetzen. Wie nun, wenn es sich darum handelt, abermals eine neue Eigenschaft des Magnetismus zu erklären, soll man dann nicht, dem gegebenen Beispiel folgend, die Ellipsoide im ersten Theil von Poisson's zweiter Abhandlung als unendlich klein betrachten und sie einer abermaligen dreifachen Integration nach den drei Abmessungen eines Körpers unterwerfen? Von mathematischer Seite ist das gewiss gerechtfertigt, aber für die Erklärung physikalischer Vorgänge ist damit nichts gewonnen.

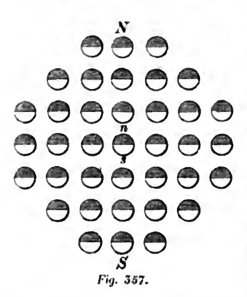


Fig. 357.

III. Grössere Befriedigung gewähren die Ansichten, welche van Rees [6] „über die Vertheilung des Magnetismus in Stahlmagneten und Elektromagneten" veröffentlichte. — Sind wir nach Coulomb's Vorgang berechtigt, die Elemente eines Magneten als gesonderte kleinste Magnete zu betrachten, in denen die entgegengesetzten Kräfte nur bis zu einer unmessbar kleinen Entfernung geschieden sind, so dürfen wir mit demselben Recht gewisse Eigenschaften, die wir am ganzen Magneten beobachten, auch auf seine Elemente übertragen. Namentlich gilt das in Bezug auf die Wechselwirkung, welche benachbarte Magnete auf einander ausüben, und welche ihre Analogie finden muss in einer ähnlichen Wechselwirkung zwischen den kleinsten Theilchen desselben Magneten. Liegen nämlich mehrere zu magnetisirende Eisen- oder Stahlstäbe mit den befreundeten Polen dicht an einander in der Axenrichtung, so kann man sich leicht davon überzeugen, dass die von diesem System ausgehende Quantität des freien Magnetismus grösser ist, als die Summe der an den einzelnen Stäben auftretenden Magnetismen. Umgekehrt ist die Kraft des ganzen Systemes kleiner als die Summe der Kräfte der einzelnen Stäbe, wenn man letztere nebeneinander legt, und alle mit den gleichnamigen Polen nach derselben Richtung orientirt.

Besonders belehrend dürften in dieser Beziehung Messungen sein, welche nach Art der folgenden von W. Scoresby (junior) [7] herrührenden auszuführen wären. Es wurden sechs Magnetstäbchen von je $1\frac{1}{2}$ Zoll Länge und $\frac{1}{10}$ Zoll Durchmesser in

der aus den *Fig. 358* bis *369* ersichtlichen Weise einem Magnetometer dargeboten, welches sich in sechs Zoll Abstand vom nächsten Punkte des Magnetaggregates

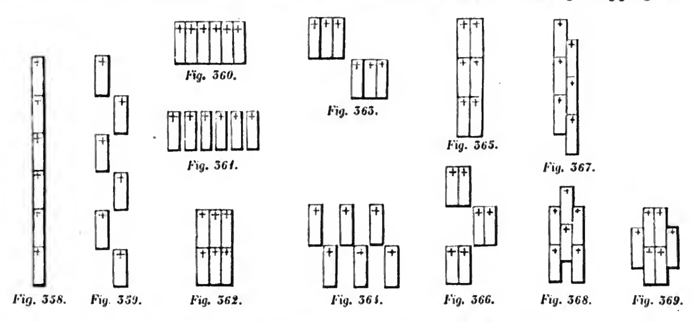


Fig. 358. *Fig. 359.* *Fig. 360.* *Fig. 361.* *Fig. 362.* *Fig. 363.* *Fig. 364.* *Fig. 365.* *Fig. 366.* *Fig. 367.* *Fig. 368.* *Fig. 369.*

befand, und es wurden die jedesmaligen Ablenkungen des Magnetometers aus seiner Gleichgewichtslage beobachtet. Der bezeichnete Pol jedes Stäbchens ist in den Figuren an einem † kenntlich. Lagen nun

1. die befreundeten Pole wie in *Fig. 358* aneinander, und alle Magnete in einer Reihe, so dass der geringste Abstand 6 Zoll, der grösste 15 Zoll betrug, so war die Ablenkung der Magnetometernadel = 25°. Wurden
2. die Stäbchen ohne Aenderung der Entfernung wie in *Fig. 359* seitlich auseinander gerückt, so betrug die Ablenkung 18°;
3. lagen alle sechs Stäbchen wie in *Fig. 360* dicht neben einander, so betrug die Ablenkung 23°;
4. lagen sie nebeneinander, jedoch wie in *Fig. 361* mit Belassung eines kleinen Zwischenraumes: 26°;
5. zu 3 nebeneinander, zu 2 nacheinander, wie in *Fig. 362*, gab 31°;
6. bei einer seitlichen Verrückung der hinteren gegen die vorderen, so dass die befreundeten Pole sich nicht berührten, wie in *Fig. 363*, erhielt man 23°;
7. zu 3 nebeneinander, zu 2 nacheinander, doch ohne Berührung, wie in *Fig. 364*, gab 26°;
8. zu 2 nebeneinander, zu 3 nacheinander, wie in *Fig. 365*, gab 31°;
9. bei seitlicher Verrückung des mittleren Paares, wie in *Fig. 366*, erhielt man 22°;
10. für die Lagen der *Fig. 367, 368, 369* bei blos seitlicher Berührung der Stäbe betrug die Ablenkung 31°;
11. für dieselben Lagen, jedoch bei allseitiger Verrückung ohne Berührung erhielt man die bezüglichen Ablenkungen von 25°, 26°, 28°;
12. für abermals dieselben Lagen, bei blos seitlicher Verrückung, aber Berührung der entsprechenden Polenden, erhielt man bezüglich 29°, 30°, 31°.

Sind nun auch die Versuchsbedingungen nicht detaillirt genug mitgetheilt worden, um die Messungen bis in alle Consequenzen verfolgen zu können, so geht doch das daraus hervor, dass die magnetische Vertheilung * zwei von einander unabhän-

* Ich bediene mich der Ausdrücke „Vertheilung“, „Vertheilungsvermögen“ u. s. w. statt der früher (Pogg. Ann. 87, 260) benutzten Induction, weil Poggendorff mit Recht zur Geltung gebracht hat, dass das Wort „Induction“ schon für die im fünften Abschnitt behandelten Erscheinungen in Anspruch genommen sei.

gige Ursachen hat, welche wir oben mit primärer und secundärer bezeichneten. Zu der primären Ursache würden beim permanenten Magneten die gewöhnlichen Magnetisirungsmethoden, beim Elektromagneten der umgebende Spiralstrom zu rechnen sein, wogegen die secundäre Vertheilung darin besteht, dass blos durch die Gegenwart magnetisirungsfähiger Substanz eine grössere Quantität von Magnetismus zur Vertheilung gebracht wird. Besteht die magnetisirungsfähige Substanz, wie in den obigen Beispielen, wiederum aus permanenten Magneten, so wirken diese direct durch ihren primär vertheilten Magnetismus je nach ihrer Lage verstärkend oder schwächend auf den benachbarten Magneten, und empfangen rückwärts die analoge Wirkung von diesem; besteht die magnetisirungsfähige Substanz aus weichem Eisen, so wird sie durch den benachbarten Magneten erst selbst magnetisch und wirkt dann wiederum secundär vertheilend auf denselben zurück. Von der letzteren Thatsache kann man sich leicht überzeugen, wenn man einen Magnetstab erst allein und dann mit einem ihn berührenden und verlängernden Eisenstab in die Ostwestlinie einer kleinen Declinationsnadel legt und dann nach bekannten Formeln (vergl. S. 106) das magnetische Moment für die Einheit der Scheidungsweite berechnet. Man wird im letzteren Fall stets eine grössere Zahl erhalten als im ersteren, zum Beweis, dass durch die Gegenwart des weichen Eisens eine grössere Menge von Magnetismus zur Vertheilung gekommen ist, als ohne dasselbe.

Durch Uebertragung der an gesonderten Magneten beobachteten Erscheinungen auf die Elemente desselben Magneten müssen wir sonach schliessen, dass jedes kleinste Theilchen eines Magneten auf die benachbarten je nach der Lage verstärkend oder schwächend wirkt, und den entsprechenden Einfluss von diesen wiederum erfährt. Diese secundäre Vertheilung unter den Elementen desselben Magneten ist die Molecularvertheilung.

Offenbar tritt die secundäre Vertheilung am stärksten bei den mittleren Stäben hervor. Was eine axiale Aneinanderlagerung betrifft, so beruhen schon die älteren Magnetisirungsmethoden von Michell und Knight darauf, einem Stab dadurch eine stärkere Kraft zu ertheilen, dass er zwischen zwei andere in deren Axenrichtung gelegt wird. Ein noch instructiveres Beispiel liefert folgender Versuch von Prechtl[3]. Es wurden 8 Stahlprismen von gleichen Dimensionen und gleicher Härte nach Art der *Fig. 370* horizontal aneinander gelegt und die ganze Reihe gemeinschaftlich magnetisirt. Liess man dann mittelst einer Rolle ein Gewicht in der Richtung der Reihe blos auf den ersten Stab wirken, so wurde dieser mit etwa $^1/_2$ Pfund abgerissen. Zog das Gewicht (nach Wiederanlegen des ersten) am zweiten, so war etwa 1 Pfund zum Abreissen nöthig, $1^1/_2$ Pfund beim dritten, 2 Pfund beim vierten, und bei jedem spätern bedurfte es wieder je $^1/_2$ Pfund weniger, um das Abreissen zu bewirken.

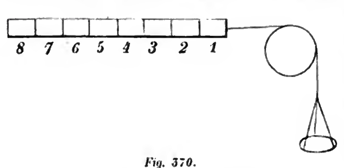


Fig. 370.

— Anlangend die äquatoriale Aneinanderlegung, so beobachtet man an magnetischen Magazinen, dass nach dem Auseinandernehmen die äusseren Lamellen die geringste, die mittleren die grösste Schwächung, ja bisweilen eine Umkehr der Pole erlitten haben. In ähnlicher Weise werden aber auch diejenigen Theilchen, welche in der Mitte der Längsrichtung eines Magneten liegen, die stärkste Kraft besitzen, wogegen diejenigen, welche in der Mitte eines Querschnittes sich befinden, die schwächste Kraft aufzuweisen haben.

Dieses vorausgeschickt, mag zunächst eine Reihe von Elementen betrachtet werden, welche wie die Quadratchen der *Fig. 371* (S. 685) in der Richtung der

Magnetaxe aufeinander folgen, und welche auf der schraffirten Seite Nordpolarität, auf der andern Südpolarität besitzen. Die Wirkung jedes dieser Theilchen für sich kann nur seinem magnetischen Moment proportional erachtet werden. Ist es nun auch nach dem Früheren im höchsten Grade wahrscheinlich, dass eine Verschiedenheit des Momentes nur von einer Verschiedenheit der Scheidungsweite bei stets gleichen magnetischen Quantitäten abhängt, so kann man doch in Anbetracht der verschwindend kleinen Werthe und zur Vereinfachung der Rechnung umgekehrt das Moment der Quantität des in

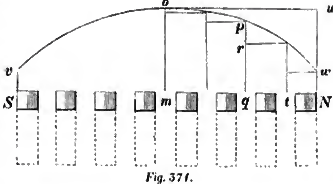


Fig. 371.

jedem Theilchen zur Zerlegung gekommenen Magnetismus proportional setzen, dagegen aber die Scheidungsweite als constant und dem Abstand zweier Theilchen gleich setzen. Unter solcher Annahme fallen die beiden entgegengesetzten Pole zweier benachbarter Elemente in einem Punkt zusammen. Sind beide Quantitäten gleich, so findet eine Wirkung dieser Stelle nach aussen nicht statt. Bei einer Ungleichheit dagegen wirkt der Ueberschuss als **freier Magnetismus** nach aussen. Ist nun ζ das magnetische Moment eines Theilchens, welches im Abstand $+x$ von der Mitte des Magneten nach dessen Nordseite liegt und ist dx seine Scheidungsweite, habe ferner ein im Abstand $x+dx$ liegendes Theilchen ein Moment $\zeta+d\zeta$ bei gleicher Scheidungsweite, so sind die Quantitäten der in beiden zerlegten Magnetkräfte ausgedrückt durch $\pm\frac{\zeta}{dx}$ und $\pm\frac{\zeta+d\zeta}{dx}$, wo das positive Vorzeichen für die nördliche, das negative für die südliche Kraft gelten mag. Demgemäss ist aber die Quantität des freien Magnetismus an der Stelle, wo beider entgegengesetzte Pole zusammenfallen, ausgedrückt durch

$$v = \frac{\zeta}{dx} - \frac{\zeta+d\zeta}{dx} = -\frac{d\zeta}{dx} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1),$$

es ist also die **Quantität des freien Magnetismus gleich dem Differentialquotienten des magnetischen Momentes als Function der Coordinate x betrachtet.** Wie leicht zu sehen ist, lässt sich diese Anschauung auch auf einen vollständigen Magnetstab übertragen, so dass die Quantität des freien Magnetismus in einem Abstand x von der Mitte der Länge eines Magnetstabes

$$y = -\frac{dz}{dx} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

ist, wenn dx die Scheidungsweite einer sehr dünnen senkrecht auf der Magnetaxe gedachten Scheibe bedeutet, und dz die Zunahme des magnetischen Momentes derselben gegen die benachbarte gleich dicke Scheibe.

Denkt man sich sonach die Elemente der *Fig. 371* zu Scheiben erweitert, welche senkrecht auf der Axe NS stehen, ist ferner m die Mitte des so gebildeten Magneten, so werden die Senkrechten auf mN oder der Axe der x, welche wie pq ihren Fusspunkt an der Trennungsfläche zweier Scheiben haben, dem magnetischen Moment z entsprechen, während $mq = x$ ist. Der Unterschied pr zwischen diesem und dem nächsten z drückt die Quantität y des über die Länge $qt = dx$ verbreiteten freien Magnetismus aus. Die ganze Menge des über die eine Stabhälfte verbreiteten freien Magnetismus ist sonach gegeben durch die Linie uw, wenn mo das Maass für das Moment der mittelsten Theilchen ausdrückt und ou parallel zur Magnetaxe gezogen

ist. Um aber das Maass für die ganze Menge des der einen Stabhälfte zukommenden Magnetismus zu erhalten, muss zu der Grösse $u\omega$ noch der Werth von ωN addirt werden, welcher den freien Magnetismus der Endfläche ausdrückt und nicht in der Formel 2) enthalten ist. Hier tritt nämlich die ganze Quantität des in der letzten Schicht zur Vertheilung gekommenen Magnetismus als freier Magnetismus auf, indem weiter abwärts keine Schicht mehr vorhanden ist, deren entgegengesetzter Pol mit dem der letzten Schicht zusammenfiele. Eine weitere Discussion der Formeln ergiebt noch Folgendes:

1. Durch die von Jacobi und Lenz angestellten und in §. 16 — namentlich N. VI — behandelten Inductionsversuche wurde die Quantität des Elektromagnetismus, oder was dasselbe ist, das magnetische Moment der Längeneinheit ($= 1''$) in Stäben von verschiedener Länge bestimmt, und gefunden, dass dieselbe in der Mitte ein Maximum besitzt. Daraus geht aber in Uebereinstimmung mit den soeben gepflogenen allgemeinen Erörterungen hervor, dass auch das magnetische Moment der kleinsten Theilchen z in der Mitte der Stäbe am grössten ist, und nach den Enden hin abnimmt. Sonach ist dort $y = -\frac{dz}{dx} = 0$, folglich ist in der Mitte freier Magnetismus nicht vorhanden.

2. Beim Fortschreiten nach N ist dz negativ, dx positiv, also y positiv, und sonach der Voraussetzung gemäss der freie Magnetismus zwischen m und N nördlicher Natur. Umgekehrt ist dx negativ zwischen m und S, während dz negativ bleibt, also ist y negativ, und somit der freie Magnetismus auf der Stabhälfte mS südlicher Natur. Dieser Fall trifft nicht allein zu bei den Elektromagneten und Stahlmagneten, sondern auch bei der in §. 13 discutirten, und in *Fig. 59* dargestellten Nachahmung derselben.

3. Würde das magnetische Moment aller Schichten dasselbe sein, so wäre $dz = 0$, also auch $y = 0$, somit wäre über die ganze Länge des Stabes kein freier Magnetismus ausgebreitet und es bliebe blos der freie Magnetismus der Endfläche übrig. Dieser Fall findet statt bei dem elektrodynamischen Cylinder, dessen Windungen alle von gleich starken Strömen durchflossen werden (§. 12, N. II, S. 78). Hierher sind ferner wenigstens theilweise Magnete zu rechnen, deren sich Coulomb zu verschiedenen Messungen bediente und deren Länge die Dicke mehr als fünfzig Mal übertraf. Dieselben zeigten blos an den Enden, nicht aber an dem grössern mittlern Theile freien Magnetismus, was jedenfalls daher rührt, dass die mittlern Schichten den absoluten Sättigungspunkt erreicht haben, und somit eine Verschiedenheit ihres magnetischen Momentes nicht mehr stattfinden konnte. Magnetisirt man lange und dünne Stricknadeln, so hängen sich Eisenfeilspähne blos an ihre Enden.

4. Endlich fragt es sich, wie der freie Magnetismus vertheilt sei, wenn das magnetische Moment der Elemente an einer oder mehren Stellen des Stabes ein Minimum hat. Liegt ein Minimum in der Mitte, ist also die Curve der Momente die in *Fig. 60* auf S. 86 gezeichnete, dann sind auf der Nordhälfte dz und dx positiv, also y negativ, und somit findet sich über die ganze Nordhälfte freier Südmagnetismus verbreitet, und nur die letzte Schicht zeigt freien Nordmagnetismus. Umgekehrt ist auf der Südhälfte freier Nordmagnetismus, weil $dz > 0$, $dx < 0$, also $y > 0$, und nur am letzten Ende findet sich der normale Südmagnetismus. Dieser Fall wurde ebenfalls in §. 13 behandelt, und lässt sich durch galvanische Spiralen darstellen. Es kann aber auch kommen, dass durch unregelmässige Magnetisirung Maxima und Minima der Schichten längs desselben Magnetstabes wechseln. Ist z. B. ab in *Fig. 372* (S. 687) die Curve der Momente für die Querschichten des Stabes NS, und sind immerhin alle Nordpole aller kleinsten Theilchen nach N, und alle

Südpole nach S gerichtet, so ist leicht zu sehen, dass die über $S'N'$ gezeichnete Linie die Curve des freien Magnetismus repräsentirt. Alle unterhalb $S'N'$ liegenden Curventheile bezeichnen freien Südmagnetismus, alle darüber liegenden freien Nordmagnetismus, und die Minima und Maxima bei s und n entsprechen den Polen. Um also Folgepunkte zu erhalten, ist nicht immer eine entgegengesetzte Magnetisirung des Stabes zwischen denselben nöthig, vielmehr kann ein Wechsel in der Grösse der magnetischen Momente, bei stets gleicher Magnetisirungsrichtung dasselbe bewirken.

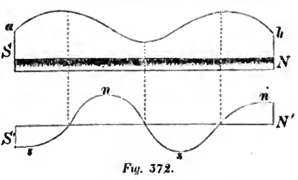


Fig. 372.

Nach diesen allgemeinen Erörterungen handelt es sich um eine Darstellung des Gesetzes, nach dem sich die Momente der Elementarschichten in einem regelmässig magnetisirten Magnetstab ändern. Biot [9] hat aus nicht ganz zweifelsfreien theoretischen Betrachtungen erschlossen, dass die Quantität des freien Magnetismus y an einer Stelle, welche um x Linieneinheiten von der Mitte des Stabes absteht, sich ausdrücken lasse durch die Formel

$$y = -A\mu^l(\mu^x - \mu^{-x}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3),$$

wo l die halbe Länge des Stabes und A und μ zwei constante Grössen bedeuten. Diese Formel muss aber schon um desswillen als wesentlich richtig erachtet werden, weil sie u. a. mit den Messungen Coulomb's in Uebereinstimmung steht. Durch Einsetzung des Werthes von y in die Gleichung 2) und nachmalige Integration ergiebt sich

$$\begin{aligned} z &= A\mu^l \int (\mu^x - \mu^{-x})\, dx \\ &= a + \frac{A\mu^l}{\lg \mu}(\mu^x - \mu^{-x}) \\ &= a - b\,(\mu^x - \mu^{-x}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4), \end{aligned}$$

wenn a die Integrationsconstante bedeutet und $\frac{A\mu^l}{\lg\mu} = -b$ gesetzt wird. Die hierdurch ausgedrückte Curve entspricht einer Kettenlinie. Was die Elektromagnete betrifft, so wurden die Messungen von Jacobi und Lenz nach derselben in §. 16, S. 112 ff., berechnet und, die Enden ausgenommen, mit derselben in Einklang befunden.

Voraussichtlich wird aber auch die Längsvertheilung an permanenten Magneten denselben Gesetzen gehorchen als die an Elektromagneten, den Beweis dafür hat van Rees in der zweiten der citirten Abhandlungen gegeben. Um nämlich das magnetische Moment einer bei q in *Fig. 371* befindlichen Schicht eines Elektromagneten zu erfahren, wird der Inductionsstrom gemessen, den eine bei q umgewundene möglichst schmale Spirale beim Magnetisiren und Entmagnetisiren des Stabes erfährt. Diese Spirale empfindet ja die Summe aller magnetischen primären und secundären Aenderungen, welche in derjenigen Schicht vor sich gehen, welche sie überdeckt, und diese Summe ist ausgedrückt durch die Ordinate qp der Curve $Sv o \omega N$. Diese Ordinate ist ihrerseits gleich derjenigen Grösse, um welche die Curve von p bis N abwärts zu steigen hat, und letztere Grösse ist nichts anderes als die Summe der freien Magnetismen, welche zwischen p und dem nächsten Stabende N ausgebreitet ist. Ist sonach die magnetische Vertheilung bei einem constanten Zustande

angelangt wie z. B. in einem permanenten Magneten, so werden wir das magnetische Moment einer Stelle q erfahren, wenn wir die Summe des bis über das nächste Stabende verbreiteten freien Magnetismus durch die Inductionsspirale hindurchbewegen, d. h. letztere über das nächste Stabende bis zu einer Entfernung abziehen, in welcher eine Zunahme des Inductionsstromes nicht mehr stattfindet. Bewirkt der daraus resultirende Inductionsstrom eine Ablenkung von α Graden am Galvanometer, so ist (nach S. 104) $\sin \frac{1}{2} \alpha$ das Maass für das magnetische Moment der Stelle q.

In der folgenden Tabelle ist eine von vier mitgetheilten Beobachtungsreihen wiedergegeben. Die in der Ueberschrift enthaltenen Werthe von a, $\log b$, $\log \mu$ sind nach der Methode der kleinsten Quadrate mit Uebergehung der an den Magnetenden erhaltenen Messungen berechnet. Die erste Columne enthält die Abstände der Mitte der 1 Centimeter breiten Inductionsspirale von der Mitte des cylindrischen 801^{mm} langen, 8^{mm} dicken, aus glashartem Gussstahl bestehenden und nach der Methode von Elias magnetisirten Stabes. In der zweiten Columne sind die Mittel aus sechs Ablenkungen der Galvanometernadel verzeichnet, welche durch dreimaliges Abschieben der Inductionsspuhle von jenem Abstande auf der Nordhälfte und dreimaliges Abschieben auf der Südhälfte des Stabes erzielt wurden. Die entsprechenden, nach der Formel 4) berechneten Werthe enthält die dritte Spalte. In der vierten sind die Differenzen der beiden vorangehenden enthalten.

$a = 0{,}22640$; $\log b = 8{,}51401$; $\log \mu = 0{,}02130$

Entfernung von der Mitte in Centimetern	Ablenkung der Nadel = α beobachtet	Ablenkung der Nadel = α berechnet	$\Delta\alpha$
0	21° 52′	21° 21′	+ 31′
8	21 7	20 58	+ 9
16	19 26	19 46	— 20
20	18 19	18 48	— 29
24	17 22	17 33	— 11
28	16 27	15 58	+ 29
32	14 46	13 59	+ 47
36	10 59	11 32	— 33
39,25	3 59	9 8	— 5° 9′

Die Differenzen zwischen den Mitteln der beobachteten und den berechneten Werthen sind bei dieser Versuchsreihe grösser, aber regelmässiger, als in den anderen hier nicht wiederholten. Diese, wie auch die aus den S. 113—116 mitgetheilten Reihen zu entnehmenden Differenzen weisen einen regelmässigen Wechsel der Vorzeichen nach, woraus entnommen werden muss, dass die beobachteten Curven die vorausgesetzte Kettenlinie an mehren Stellen durchschneidet. Endlich weichen auch hier wie bei den Elektromagneten die für die Polenden beobachteten Werthe wesentlich von den nach der Kettenlinie berechneten ab. Van Rees folgert daraus, dass, obwohl die Kettenlinie bei Magneten, die höchstens funfzig Mal länger als dick sind, eine in den meisten Fällen genügende Annäherung liefert, die wahre Intensitätscurve, oder mit andern Worten, das Gesetz der Vertheilung des Magnetismus in Stahl- und Elektromagneten noch zu finden sei. Dazu mag noch erwähnt werden, dass die Vertheilung des Magnetismus nach der Axenrichtung nicht aus den Elementargesetzen des Magnetismus

hergeleitet worden ist und dass die Vertheilung desselben nach der Querrichtung keine Berücksichtigung erfuhr. Es muss aber als ein wesentlicher Fortschritt bezeichnet werden, dass die Identität der Vertheilung in axialer Richtung für permanente und für Elektromagnete einen experimentellen Nachweis erfuhr, und dass das Verhältniss zwischen der scheinbaren und der wahren Vertheilung in das richtige Licht gesetzt worden ist.

IV. Im Jahre 1852 hatte ich die Ueberzeugung ausgesprochen [10], dass in den Elementen eines Magneten eine doppelte Art der Vertheilung (Induction) zu unterscheiden sei, welche ich mit äusserer und Molecularvertheilung bezeichnete und durch welche die eigenthümliche Art der Kraftanordnung im Innern und an der Oberfläche der Magnete ihre Erklärung finde. Um so erfreulicher musste es mir sein, dass Lamont [11], basirend auf frühere Untersuchungen in diesem Gebiete, jenen Gedanken einer mathematischen Theorie über die Anordnung des Magnetismus in seinem Träger zu Grunde legte. Der Untersuchungsgang derselben ist im Wesentlichen zu Anfang dieses Paragraphen wiedergegeben worden. Einer nähern Ausführung der Rechnungen darf ich mich hier um so eher überhoben erachten, als dieselben sich schon in Bd. VII, Abth. 1, S. 181, dieser Encyklopädie vorfinden. Wohl aber mögen die Gründe dargethan werden, wesswegen ich ein paar Modificationen glaubte eintreten zu lassen und meine frühern Ansichten festhalten zu müssen.

Zunächst hat Lamont die Theorie nur für eine Reihe nach der Richtung der Magnetaxe angeordneter Elemente entwickelt und nur für diese die Wirkungen der ursprünglichen und der Molecularvertheilung abgeleitet. Dabei wird von der Voraussetzung ausgegangen, dass die Vertheilungsfähigkeit der Elemente eine vollkommene, ihre Magnetkräfte also unbegrenzt seien. „Wie sich dagegen bei unvollkommener Vertheilungsfähigkeit der Molecule der Magnetismus einer Reihe gestalte, lasse sich wegen endloser Verwickelung der Rechnungen nicht darstellen.“ Unter den genannten Voraussetzungen stimmen nun die mit der überzeugendsten Consequenz entwickelten Rechnungsergebnisse zu dem, was man an Magnetstäben von endlichem Querschnitt unter den gewöhnlichen Umständen beobachtet.

Ferner hat Lamont die äquatoriale Molecularwirkung keiner rechnenden Untersuchung unterworfen, sich vielmehr nur ein allgemeines Urtheil über die schwächende Wirkung verschafft, welche zwei in einer Magnetisirungsspirale verschieden von einander entfernt gehaltene Eisendräthe, oder mehre nebeneinander gelegte Magnetlamellen auf einander ausüben. Diese Versuche können aber nicht als Nachweise für die gegenseitige Schwächung der Elemente desselben Querschnittes angesehen werden, weil im letzteren Fall die Elemente im ganzen Umkreis von ihres Gleichen umgeben sind, während im ersteren die Versuchsobjecte nur von zwei Seiten her eine äquatoriale Schwächung erfahren. Ebensowenig sind vom Kolke's [12] Versuche für die in Rede stehenden Fragen massgebend. Derselbe prüfte nämlich die Stärke der Anziehung, welche eine 102^{mm} im Durchmesser haltende Polfläche des auf *Taf. 1*, *Fig.* VII dargestellten grossen Elektromagneten in verschiedenen Abständen von ihrem Mittelpunkt ausübt, indem er das Gewicht bestimmte, welches erforderlich war, um ein an einer Wage aufgehangenes, 16^{mm} langes und 4,5^{mm} dickes Eisenstäbchen von den resp. Stellen abzureissen. Er fand dabei allerdings eine beträchtliche Abnahme der Kraft von der Peripherie nach dem Centrum der Polfläche, nirgends jedoch ein Verschwinden derselben. Bei diesen Versuchen befindet sich nämlich das Eisenstäbchen stets unter dem Einfluss magnetisirender Kräfte, es wird selbst zum Magneten, stört rückwärts das magnetische Gleichgewicht derjenigen Stelle, auf welche es aufgesetzt wird, und muss somit überall ein gewisses Maass von Magnetkraft nachweisen, während die Stelle ohne aufgesetztes Stäbchen keine freie Magnetkraft zu besitzen braucht. — Dagegen setzt Lamont die Beweis-

kraft der in §. 17, N. IV, S. 131, mitgetheilten Messungen für die Ansammlung des Magnetismus an der Oberfläche dadurch herab, dass er sagt: „bei dieser Untersuchung wird stillschweigend vorausgesetzt, dass der erste hohle Cylinder bei gleicher magnetischer Kraft seinen Magnetismus unverändert beibehält, wenn ein zweiter Cylinder hineingebracht wird, oder vielmehr, allgemein ausgedrückt, dass ein neu hinzukommender innerer Cylinder auf den Magnetismus des äussern Cylinders keinen Einfluss ausübe". Doch ist dabei wahrscheinlich übersehen, dass stets vergleichende Messungen mit hohlen und massiven Eisenstäben von gleichen Dimensionen und bei gleichen Stromstärken vorgenommen wurden. Daraus zeigte sich aber, „dass der Magnetismus in hohlen und massiven Eisencylindern gleich stark durch dieselben Ströme entwickelt wird, wenn nur überhaupt genug Eisenmasse zu seiner Entwickelung vorhanden ist" (S. 133). — Diese Versuche stehen auch keineswegs isolirt. Schon 1820 beobachtete Barlow [13], dass hohle und massive Eisenkugeln, welche sich blos unter Einfluss der vertheilenden Wirkung des Erdmagnetismus befinden, gleich stark auf eine benachbarte Magnetnadel wirken, dass aber, wie sich bald darauf zeigte, die Wanddicke der hohlen Kugel unter ein gewisses Minimum (unter gewissen Umständen $^1/_{20}$ Zoll) nicht hinabsinken dürfe. — Durch diese Versuche veranlasst, maass Sturgeon [14] die Ablenkung einer Magnetnadel durch einen mittelst schwacher galvanischer Kraft magnetisirten Flintenlauf von $^1/_{12}$ Zoll Wanddicke, $^9/_{10}$ Zoll Durchmesser und 1 Fuss Länge. Die Ablenkung blieb dieselbe, mochte sich der Flintenlauf allein in der Magnetisirungsspirale befinden, oder mochte sein Hohlraum durch einen massiven Eisencylinder vollständig ausgefüllt sein. Wurde jedoch letzterer um etwas aus dem Hohlcylinder hervorgezogen, so vergrösserte sich die Ablenkung. Dasselbe zeigte sich bei einem andern Stück Flintenlauf von nur $^1/_{20}$ Zoll Wanddicke. Sank dieselbe aber bis auf $^1/_{30}$ Zoll herab, so bewirkte die Röhre allein 22° Ablenkung, mit eingelegtem massiven Kern aber 32°. — Für Stahlmagnete gewähren Häcker's [15] Versuche einigen Anhalt. Aus denselben geht hervor, dass die Tragkraft

$$z = a\sqrt[3]{p^2},$$

wo a einen constanten Coefficienten und p die Masse des Magneten bedeutet. Ingleichen zeigen sie, dass die Tragkraft der Intensität des Stabmagnetismus proportional ist. Die Formel drückt aber eine Proportionalität zur Oberfläche aus. — Hierzu kommt eine Beobachtung an einem grossen, in meinem Besitz befindlichen Elektromagneten mit hohlem Eisenkern. Bei schwacher erregender Kraft wird von seiner Innenfläche ein Eisenstück nicht angezogen, wohl aber bei sehr starker Kraft, und zwar findet diese Anziehung nur in grossem Abstand von den Polenden statt. Ferner hat man sich überzeugt, dass bei Inductionsapparaten die Wirkung der Drathbündel dieselbe bleibt, ob man den ganzen Hohlraum der inducirenden Spirale damit erfüllt, oder ob man blos die innere Peripherie derselben mit mehren Eisendrathschichten belegt und den centralen Raum leer lässt. Dazu kommt, dass Eisenplatten als Schirm gegen schwache Magnetkräfte, nicht aber gegen starke dienen. Ingleichen beobachtet man eine kräftige magnetische Circularpolarisation, wenn man den drehenden Körper mit einem dünnen hohlen Eisencylinder und diesen mit einer Magnetisirungsspirale umgiebt. Das Drehvermögen wird aber geschwächt durch Verdickung der Eisenhülle (vergl. §. 46, N. II, S. 648).

Wenn man also, wie es oben geschehen ist, von der begrenzten Vertheilungsfähigkeit der magnetischen Elemente nicht absieht, wenn man dahingegen ein mit den äusseren Kräften zunehmendes Vordringen des Magnetismus nach dem Innern der Magnetstäbe in die Betrachtungen einführt, so wird durch den letzten Umstand fast genau der Kraftantheil ersetzt, um welchen die äussersten Schichten infolge

des absoluten Sättigungszustandes ihrer Elemente beeinträchtigt werden. Es ist also dann nur nöthig, statt der axialen Reihen von einzelnen Elementen eine entsprechende axiale Reihe von Querschichten in LAMONT's Theorie zu substituiren, um dieser so überzeugenden und noch unübertroffenen Anschauungsweise die untergeordneten Schwächen zu benehmen, die ihr noch anhaften. Wie weit das durch den Calcul geschehen kann, mag für jetzt dahingestellt bleiben.

Durch rechnende Erwägungen dürfte sich auch noch eine fühlbare Lücke dieser Theorie ausfüllen lassen, die nämlich, warum auf der Innenseite hohler Elektromagnete nicht ebensowohl eine magnetische Vertheilung auftritt, als auf der Aussenseite derselben. Dieser durch die Beobachtungen constatirte Umstand leuchtet aus der Theorie *a priori* noch nicht ein, dürfte aber im Zusammenhang stehen mit der Rückwirkung des gesammten freien Magnetismus auf die Elemente des Magneten.

V. Oben wurde der Einfachheit wegen angenommen, es seien die Elemente eines Querschnittes angeordnet nach Art der *Fig. 354* auf S. 671. Sie können ebensogut eine andere Anordnung, z. B. die der *Fig. 373* haben, so dass von jedem Element sechs andere gleichweit abstehen. Bezeichnen wir dann wiederum das Maass der primären Vertheilung mit μ, ist der Vertheilungscoefficient $a = \frac{1}{2}$, also $a_1 = \frac{1}{4}$, dann erfährt ein inneres Element, etwa c der Figur, von seinen sechs Nachbaren im ersten Augenblick eine äquatoriale Molecularvertheilung

$$6\alpha_1 = -\frac{6}{4}\mu \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1).$$

Dazu die primäre Vertheilung addirt, giebt eine effective Vertheilung

$$= -\frac{1}{2}\mu = \mu_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2).$$

Fig. 373.

In diesem Zustand befinden sich nach dem ersten Augenblick alle Elemente. Sie werden also abermals auf einander vertheilend wirken mit einer Kraft, welche sich durch Einsetzung von μ_1 statt μ in Gleichung 1) ergiebt als

$$6\alpha_2 = -\frac{6}{4}\mu_1 = +\frac{6}{8}\mu \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3),$$

was zu der Vertheilung $-\frac{1}{2}\mu$ addirt, das Maass für die effective Vertheilung des betrachteten, und somit aller innern Elemente

$$= +\frac{1}{4}\mu = \mu_2$$

giebt. Im dritten Augenblick wird man $-\frac{1}{8}\mu$ für die effective Vertheilung erhalten u. s. f., so dass die Kräfte nach einer Reihe von Schwankungen auf ein unwahrnehmbares Maass, auf Null hinabgehen, und somit das Endergebniss dasselbe ist, als ob blos vier wirksame Nachbaren ihren Einfluss auf ein jedes Element ausüben. — Was die peripherischen Theilchen betrifft, so werden für sie analoge Detailbetrachtungen wie für die mittleren sehr complicirt, indem dann ihre Rück-

wirkung auf die letzteren u. s. f. für alle einzelnen Intensitätsschwankungen nicht ausser Acht gelassen werden dürfen. Doch werden wir nicht viel fehlen, wenn wir auch hier als Endergebniss die Hälfte der primären Kraft (einschliesslich der axialen Molecularwirkung) in Anspruch nehmen, indem ja diese Theilchen blos von der Hälfte des Umkreises her beeinträchtigt werden, während die mittleren Theilchen aus dem ganzen Umkreis eine Schwächung erfahren.

VI. Die oben für die Magnete im Allgemeinen gewonnenen Anschauungen bedürfen etwas verschiedener Auslegungen, je nachdem sie auf temporäre oder auf permanente Magnete übertragen werden sollen. Den Unterschied beider Gattungen finde ich wesentlich in folgenden beiden Umständen ausgesprochen. Hört nämlich die äussere magnetisirende Kraft auf, so kehren die vorher von der Mitte der Elemente nach deren Peripherie getretenen Pole nach der Mitte wieder zurück, und zwar vollständig bei den temporären, unvollständig bei den permanenten Magneten. Was im letzteren Falle die vollständige Wiedervereinigung hindert, die Coercitivkraft oder besser Retentionsfähigkeit denkt man sich als eine etwa dem Widerstand der Mittel ähnliche Wirkungsweise. Zweitens unterscheiden sie sich aber auch dadurch, dass bei temporären Magneten jeder Verlust, der von aussen oder durch die gegenseitige Anziehung der in den Elementen getrennten Kräfte veranlasst werden könnte, sofort durch die stets lebendige äussere Kraft wieder ersetzt wird, während umgekehrt den permanenten Magneten für derartige Einbussen ein Ersatz nicht wieder gewährt wird. Wir dachten uns nun die äquatoriale Molecularwirkung ungefähr so, als ob ebensoviele Sprungfedern auf einer Ebene befestigt wären, als wir magnetische Elemente in derselben anzunehmen haben, als ob auf je zwei benachbarten ein Hebel läge, welcher seinen festen Stützpunkt in der Mitte zwischen ihnen habe, und als ob infolge dessen die Federn sich gegenseitig niederdrücken. Die Dauer der äussern Kraft entspräche dann der Unterhaltung der Spannkraft der Federn, ihr Aufhören: einer Beseitigung der Spannkraft. Im temporären Magneten werden also nach dem Aufhören der äussern Kraft alle Federn gleichmässig in den schlaffen Zustand zurückfallen, der ihnen ohne dieselbe eigenthümlich ist. Anders verhält es sich aber im permanenten Magneten. In ihm sind die peripherischen Federn im theilweise aufgerichteten, die centralen im niedergedrückten Zustand und beide verbleiben in diesem Zustand auch nach dem Authören der äussern Kraft. Während hier die peripherischen Federn activ bleiben, die centralen aber passiv geworden sind, haben die der temporären Magnete alle entweder den activen Zustand unter Einfluss der äussern Kraft, oder alle den passiven nach deren Aufhören.

Die gewöhnlichen Stahlstäbe sind selten vollkommen gleichmässig gehärtet. Namentlich sind die äusseren Schichten härter als die innern. Schwächere Härtung entspricht einer leichteren magnetischen Vertheilungsfähigkeit. Wenn nun bei permanenten Stahlmagneten die äussern Schichten auch nach dem Aufhören der äussern Kraft im activen Zustand verbleiben, die innern in den passiven Zustand zurückverfallen, und wenn letztere gleichzeitig vertheilungsfähiger sind, so kann es kommen, dass die centralen Theile den peripherischen als mehr oder weniger vollkommener Anker dienen und somit das gesammte Moment des Magneten vermindern. Hieraus erklärt sich die sonderbare Beobachtung Nobili's [16], infolge deren ein hohler Magnetstab 16^{gr} schwer aus einem gewissen Abstand 19^{0} Ablenkung an einer Bussole hervorbrachte, während ein massiver von 28^{gr},5 und von gleichen Abmessungen aus derselben Entfernung nur eine Ablenkung von 9^{0},5 bewirkte.

VII. Werfen wir nochmals einen Blick auf die axiale Vertheilung, wie sie namentlich in Elektromagneten von Statten geht. Mit dem Schliessen des magnetisirenden Stromes entsteht in jedem Querschnitt zunächst die primäre Vertheilung.

Die von ihm sowie von jedem andern Querschnitt ausgehende secundäre Wirkung wandert dann von einer Schicht zur andern bis zu den beiden Enden des Stabes, geht dann wieder rückwärts und legt mit stark abnehmender Intensität denselben Weg unendlich oft zurück, um das magnetische Moment eines jeden Querschnittes ebenso oft zu verstärken. Ist nun ein Querschnitt mit einer Inductionsspirale umgeben, so empfindet diese die ganze Quantität der magnetischen Veränderungen, welche in ihrer Nachbarschaft, insonders also in dem Querschnitt von Statten gehen. Das führt zuvörderst zurück auf das in §. 34 auf Seite 354 Gesagte. Wenn nun auch Helmholtz nachgewiesen hat (vergl. §. 40, N. IX, S. 514), dass in linearen Eisenstücken sich die endlichen Gleichgewichtszustände der magnetischen Vertheilung in unmessbar kurzer Zeit herstellen, so bleibt doch das Gesagte bestehen. Hat man es aber ferner mit massiven Eisenkernen von gewöhnlichen Dicken zu thun, so wirken diese selbst als geschlossene Leiter, so dass nach bekannten Gesetzen in ihnen ein Inductionsstrom entstehen kann, der an sich dem Stab die entgegengesetzte aber schwächere Polarität ertheilen würde, von derjenigen welche den Strom verursachte. Durch diesen Conflict der durch den Magnetismus und durch die Inductionswirkung hervorgerufenen Vertheilung erklärt sich die im Frühern vielfach behandelte Thatsache, dass in gewöhnlichen Elektromagneten eine merkliche Zeit nach dem Schliessen des Stromes vergeht, bis sie das Maximum ihrer Polarität erhalten.

---

[1] Aepinus. Tentamen theoriae electricitatis et magnetismi. Petrop. 1759. 4. Cap. I, §. 3.
[2] Coulomb. * *Histoire de l'Acad. roy. des sciences de Paris.* Année 1785. p. 606.
[3] Coulomb. *De la Metherie observ. sur la phys., sur l'hist. nat. et sur les arts.* 43, 249. — * Gren, neues Journal für Physik. 2, 298 (1795).
[4] Poisson. * *Mémoire sur la théorie de Magnétisme; lu à l'Acad. roy. des sciences le 2 Févr. 1824. Mém. de l'Acad. de Paris 1824.* T. V. Auszug in * Pogg. Ann. 1, 301 (1824) nach den *Ann. de ch. et de phys.* 25, 113.
[5] Poisson. * *Second Mémoire sur la théorie du Magnétisme, lu à l'Acad. roy. des scc. le 27 Dec. 1824. Mém. de l'Acad. du Paris 1824.* T. V. p. 488.
[6] van Rees. * Pogg. Ann. Bd. 70, S. 1 und Bd. 74, S. 213. — Aus den Denkschriften des niederländischen Instituts: Nieuwe Verhandlingen der erste Klasse. Deel 12. pag. 95; * Deel 13, pag. 163.
[7] W. Scoresby (jun.) * *Bibl. univ. de Genève, sciences et arts.* 29, 185 (1825). — Aus *Edinburgh Philos. Journal.* 11, 355.
[8] Prechtl. * Gilb. Ann. 68, 187 (1821).
[9] Biot. * *Traité de physique.* 3, 70.
[10] v. Feilitzsch. * Pogg. Ann. 87, 206 (1852), namentlich N. 14.
[11] Lamont. * Jahresbericht der königlichen Sternwarte bei München für 1854. S. 27. — Voraufgegangen war eine mir unzugänglich gebliebene Abhandlung in den Annalen für Meteorologie und Erdmagnetismus. 4, 206; sowie eine andere in * Pogg. Ann. Bd. 83, S. 354 u. 364 (1851).
[12] vom Kolke. * Pogg. Ann. 31, 321 (1850). — Auch dessen Inauguraldissertation: De nova magnetismi intensitatem metiendi methodo. Bonnae 1848.
[13] P. Barlow. * *An essay on magnetic attractions.* Sec. edition. London 1823. Sect. VII and VIII, p. 46 ff. — Die erste Auflage ist von 1820. — Auszugsweise in * Gilb. Ann. Bd. 73, S. 1 u. 11.
[14] Sturgeon. In dessen * *Ann. of Electricity.* 1, 470 (Oct. 1837).
[15] Häcker. * Pogg. Ann. Bd. 57, S. 321 (1842). Fortsetzung in Bd. 62, S. 366 (1844). — Auszugsweise in * Müller's Fortschritte der Physik. Braunschweig 1849. S. 173. — Weitere Ausführung in Häcker, zur Theorie des Magnetismus. Nürnberg 1856.
[16] Nobili. * Pogg. Ann. 34, 270 (1835). — Aus *Antologia di Firenze.*

§. 48. Aeltere Theorien des Elektromagnetismus.

Im vorigen Paragraphen liessen wir es noch dahingestellt sein, welchen Zustand wir in den Elementen eines Körpers anzunehmen haben, damit er zum

Magneten werde. Diese Frage trat aber mit der Entdeckung des Elektromagnetismus entgegen, und namentlich handelte es sich um Erörterung der Verwandtschaft zwischen der magnetischen und der galvanischen Kraft. Die älteren hierüber aufgestellten Ansichten mit Ausnahme der im nächsten Paragraphen zu behandelnden AMPÈRE'schen Theorie haben nur noch ein historisches Interesse, denn sie gehen nicht darauf aus, eine Erweiterung der Gesetze des Magnetismus anzubahnen. Mit der Wirkung der Magnete auf andere Magnete oder auf das weiche Eisen hatte man sich schon lange vor OERSTED's Entdeckung beschäftigt. War auch immerhin für die Kenntniss vom Wesen des Magnetismus noch nicht viel gewonnen worden, so betrachtete man doch das länger Bekannte als das Ursprüngliche und versuchte zunächst die Theorie des Elektromagnetismus auf die geläufigere vom gewöhnlichen Magnetismus zu bauen. Und das charakterisirt die sämmtlichen hier zu behandelnden Ansichten. Sie zerfallen hinwiederum in zwei Kategorien, indem die einen nur eine Beziehung zwischen den Polaritäten der beiden Magnetismen und der beiden in Strömung befindlichen Elektricitäten aufzufinden trachten, während die anderen es als eine neu entdeckte Eigenschaft des galvanischen Stromes ansehen, dass er die von ihm durchflossenen Leiter in Magnete verwandelt. Da sich aber die Nadel senkrecht zum Schliessungsbogen stellt, musste dieser zum Transversalmagneten werden, d. h. die Pole des hypothetischen Magneten wurden senkrecht zur Ausgleichungsrichtung der Elektricitäten stehend gedacht. Die einzelnen Theorien unterscheiden sich dann wesentlich nur durch die Annahme von zwei, vier oder unendlich vielen auf der Peripherie des Schliessungsbogens liegenden Polen. Die folgenden Paragraphenanhänge sollen einen Begriff von den verschiedenen Ansichten geben; doch mag eine Widerlegung derselben gegenüber dem heutigen Standpunkt der Wissenschaft unterbleiben.

I. Kurze Andeutungen einer theoretischen Auffassung des Elektromagnetismus hat OERSTED schon in der ersten Veröffentlichung [1] seiner Entdeckung gegeben. Die Ursache der Erscheinungen nennt er elektrischen Conflict, indem er sich, wie es scheint, den Wirkungskreis des Schliessungsdrathes erfüllt dachte mit einer eigenthümlichen Kraft, welche herrührt von der Ausgleichung der entgegengesetzten Elektricitäten, die im Drathe selbst geschieht. Die magnetischen Substanzen leisten dem Durchgang dieses elektrischen Conflictes einen Widerstand, während alle nicht magnetischen Körper ihm kein Hinderniss entgegensetzen. Diese Kraft dachte er sich in Bewegung, und zwar kreisend um die Axe und fortschreitend parallel zur Axe des Drathes, so dass daraus eine spiralförmige Bewegung mit äusserst engen Windungen um den Drath herum hervorgeht. Die Annahme, dass die Windungen dem Kreise äusserst nahe kommen müssten, wurde durch einen Einwand POGGENDORFF's [2] veranlasst, dahin gehend, dass bei weiten Spiralwindungen eine Ablenkung der Magnetnadel um 180° unmöglich sei. Zur Erklärung der Erscheinungen wurde aber blos der kreisende Antheil des Conflictes benutzt. Würde dieser Kraft noch die weitere Eigenschaft beigelegt, dass ihre von der negativen Elektricität herrührende Wirkung den Nordpol eines Magneten fortstösst, auf den Südpol jedoch ohne Einfluss sei, während die von der positiven Elektricität herrührende umgekehrt den Südpol abstösst, den Nordpol aber unberührt lasse, so erklärten sich die beobachteten Erscheinungen leicht.

Um so leichter dürfte die Erklärung sein, als eben für jede beobachtete Er-

scheinung der ursächlichen Kraft eine neue Eigenschaft beigelegt wurde. OERSTED [3] gab zwar Erörterungen darüber, dass die von ihm aufgestellte Hypothese über die elektromagnetische Wirkungsweise nicht so willkürlich sei, als es den Anschein habe. Doch wurden dann wiederum neue Voraussetzungen nöthig, und namentlich die, dass die im Magneten wirkenden Kräfte identisch seien mit den Elektricitäten und dass der den getrennten Elektricitäten auf ihrer Bahn gebotene Widerstand ein Aufstauen derselben bedinge, infolge dessen sie sich verdichten und dann — büschelartig — zur Ausgleichung kommen. Im weiteren Verfolg [4] gab er endlich seiner Anschauung den folgenden zum Theil modificirten Ausdruck. „In dem mit Widerstand verknüpften Zusammentreffen der entgegengesetzten elektrischen Kräfte nehmen diese eine andere Wirkungsart an, derzufolge die positive elektrische Kraft das Südende der Magnetnadel abstösst, das Nordende anzieht, die negative Kraft hingegen das Nordende der Nadel abstösst, das Südende anzieht. Aber die Base der Kräfte in diesem ist nicht die gerade Linie, sondern eine links gewundene Spirale oder Schraubenlinie.“ OERSTED mochte sich bald von dem Mangel an Befriedigung seiner Hypothese überzeugt haben, denn er ist in späteren Abhandlungen nicht wieder auf dieselbe zurückgekommen.

Ueberträgt man die dunkeln Vorgänge, welche hiernach OERSTED in der Umgebung des Schliessungsdrathes voraussetzt, auf den Wirkungskreis des Magneten, so gelangt man zu Anschauungen, von welchen FARADAY in seinen Betrachtungen über das Wesen der gesammten galvanischen und magnetischen Fernewirkungen ausging und von denen später gehandelt werden wird. — Mit der im folgenden Paragraphen ausführlicher zu behandelnden Theorie AMPÈRE's hat die OERSTED'sche Anschauungsweise das gemein, dass beide die magnetischen und galvanischen Wirkungsweisen aus demselben Princip herleiten, und nicht gesonderter elektrischer und magnetischer Kräfte zur Erklärung beider bedürfen. Namentlich glaubt auch OERSTED den Erdmagnetismus als das Resultat von galvanischen Strömen ansehen zu müssen. Nur ist er in sofern nicht der Ansicht AMPÈRE's, als er meint, dass die tägliche scheinbare Bewegung der Sonne durch ihre Erwärmung die Erdströme hervorrufe, während letzterer sie wesentlich aus elektromotorischen Kräften abzuleiten sucht, die im Innern der Erde wirksam seien.

II. Während sonach OERSTED den Magnetismus mit der Elektricität identificirt, werden in anderen Theorien umgekehrt die Erscheinungen am Schliessungsdrath auf magnetische Aeusserungen zurückgeführt. Hier mag zunächst eine Ansicht PRECHTL's [5] mitgetheilt werden.

Im Verfolg älterer Arbeiten [6] glaubte er in dem Schliessungsdrath eine Analogie für die Wirkungsweise der trockenen Säule zu erblicken. Später erklärte er jedoch die Erscheinungen am Schliessungsbogen durch die Annahme, dass der galvanische Strom in den von ihm durchflossenen Leitern Magnetismus hervorrufe und sie zu Transversalmagneten — eigentlich peripherischen Magneten — umwandele. Solche peripherische Magnete stellte er dar, indem er einen Holz- oder Glasstab mit Stahldrath Lage bei Lage umwand, und an entgegengesetzten Magnetpolen parallel zur Stabaxe entlang zog, ohne den Stab dabei zu drehen. Wurden hierzu blos zwei einander gegenüberstehende Magnetpole benutzt, so entstand ein bipolarer peripherischer Magnet, waren aber vier oder mehre abwechselnd entgegengesetzte Magnetpole im Kreise gelegt und einer Oeffnung zugewandt, durch welche das Gewinde gezogen wurde, so konnten vier und mehre Pollinien an letzterem erhalten werden. Stellt nun *Fig. 374* den Querschnitt einer solchen Vorrichtung dar, und sind n und s die abwechselnden Nord- und Südpole auf dessen Umfang, so ist es leicht erklärlich, dass eine Magnetnadel, deren Mitte über einen Durchmesser wie ab gebracht wird, sich mit

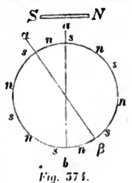


Fig. 374.

ihrem Nordpol nach N richtet, denn auf der rechten Hälfte der Vorrichtung überwiegen die Südpole über die Nordpole infolge der grössern Nähe, während auf der linken Hälfte das Umgekehrte stattfindet. Dasselbe Verhalten wird voraussichtlich auch dann stattfinden, wenn sehr viele Pole über den Umfang verbreitet sind, nicht aber wenn ihre Zahl unverhältnissmässig gross ist. Das letztere scheint von PRECHTL übersehen worden zu sein, ebenso wie der Umstand, dass wenn die Mitte der Nadel über einen Durchmesser wie $\alpha\beta$ gebracht wird, dieselbe die entgegengesetzte Einstellung annehmen muss. POGGENDORFF [7] drehte zu dem Ende eine mit Quecksilber gefüllte und in ihrer Längsrichtung galvanisch durchströmte Glasröhre um ihre Axe unter einer Magnetnadel, fand aber in keiner Lage eine Tendenz der letzteren zu einer der normalen entgegengesetzten Ablenkung.

III. Von andern Grundsätzen ausgehend, kommt SEEBECK [8] wesentlich zu denselben Ergebnissen wie PRECHTL. Er gelangte nämlich durch verschiedene Versuche zu der Ueberzeugung, dass Elektricität und Magnetismus nicht identische Kräfte seien, sondern dass die Ausgleichung der Elektricitäten erst dann Magnetismus hervorzurufen im Stande wäre, wenn sie wirkliche Veränderungen im Innern der Körper hervorbrächte. Im Schliessungsbogen der trockenen Säule, sowie bei der stillen Entladung der Reibungselektricität mangele z. B. die magnetische Wirkung, während sie bei Hydroketten und Batterieschlägen kräftig hervortrete. Ferner führte er eine Stahlnadel um den Schliessungsdrath einer Hydrokette herum, und beobachtete, dass sie dadurch mit einer bestimmten Polarität versehen wurde. Daraus schloss er weiter, es sei der Schliessungsdrath mit einer magnetischen Atmosphäre umgeben, welche dessen Axe zum Centrum habe. „In dieser cylindrischen magnetischen Atmosphäre ist nun jeder Punkt Nord- und Südmagnetismus zugleich, so dass alle senkrecht zur Axe stehenden Radien des Stabes nach der einen Seite als nord-, nach der andern als südmagnetisch anzusehen sind, und zwar in gleichförmig wechselnder Folge, indem der Nordmagnetismus des einen Radius dem Südmagnetismus des andern zugekehrt ist." Das kommt aber wieder auf die Darstellung der *Fig.* 574 hinaus, und die Entgegnungen sind somit dieselben, welche gegen PRECHTL's Theorie geltend gemacht wurden.

SEEBECK's Theorie wurde weiter ausgeführt durch POHL [9]. „Jede Querzone des Schliessungsdrathes, welche Gestalt er auch haben mag, ist eine in sich zurücklaufende Magnetnadel und umgekehrt kann jede Magnetnadel als eine aus dem Schliessungsdrath genommene und geradlinig gemachte Querzone desselben betrachtet werden." Das ist der Fundamentalsatz, der in den verschiedenen angeführten Abhandlungen bewiesen werden soll. „Man hat nun gemeint, dass mit einer rings um den Schliessungsdrath vertheilten Polarität zugleich eine Vernichtung der Thätigkeit verbunden sein müsse, und sich auf das Misslingen der Versuche berufen, welche eine Darstellung gemeiner Circularmagnete beabsichtigen. Aber diejenigen, welche so urtheilen, betrachten den Gegenstand aus einem blos mechanischen Gesichtspunkte, sie sehen den Elektromagneten nur als ein gesondertes Individuum, und scheinen zu vergessen, dass er jedesmal einer in sich durch und durch lebendig thätigen galvanischen Kette als lebendiges Organ angehört." „Die gemeine Magnetnadel hat endlich fixirte Pole, der Elektromagnet (d. i. der Schliessungsdrath) hat blos Polarität ohne fixirte Pole; der gemeine Magnet orientirt sich blos ohne eigentliche progressive Bewegung, der Elektromagnet (d. i. der Schliessungsdrath) dagegen ist eigentlich immer nur in progressiver Bewegung begriffen, ohne sich eigentlich zu orientiren."

Ein eifriger Anhänger dieser Theorie scheint STEFFENS [10] gewesen zu sein, denn infolge der hergebrachten Anschauungen von zwei Magnetpolen erblickt er in der Annahme einer Circularpolarität keine Hypothese, während die von AMPÈRE aus-

gegangenen Entdeckungen durch die Fiction eines elektrischen Stromes in der Darstellung verzerrt worden seien.

So wenig nun auch im Uebrigen diese Theorie den Beifall der Physiker gefunden hat, so muss doch anerkannt werden, dass viele interessante Versuche, die im Früheren mitgetheilt wurden, aus derselben hervorgingen. POHL selbst scheint ihr treu geblieben zu sein, worauf eine später versuchte Grundlegung der KEPPLER'schen Gesetze aus der Wirkungsweise des Elektromagnetismus [11] hindeutet, welche ihn schon zur Zeit der letzten der oben citirten Abhandlungen beschäftigte.

IV. Durch die in §. 2, S. 7, mitgetheilten Versuche wurde BERZELIUS [12] zu der Annahme eines tetrapolaren Transversalmagnetismus behufs Erklärung der Erscheinungen am galvanischen Schliessungsdrath veranlasst. Daraus nämlich, dass er an den Kanten eines in horizontaler Ebene ausgespannten und galvanisch durchströmten Staniolstreifens keine, über und unter dessen Ebene aber entgegengesetzte Ablenkungen einer ebenfalls horizontalen Magnetnadel beobachtete, schloss er folgendermassen: „Jede der Seitenkanten eines Parallelepipeds, durch welches der galvanische Strom geht, ist ein magnetischer Pol von einer Breite,. welche gleich ist der Länge der vom Strom durchflossenen Dimension. Die einander diametral gegenüberstehenden Kanten haben dieselbe Art von Polarität, die beiden Kanten dagegen, welche einerlei Seitenfläche begrenzen, haben eine entgegengesetzte Polarität. Es lässt sich daher der innere magnetische Zustand vom Querschnitt eines solchen parallelepipedischen Schliessungsleiters durch den zweier Magnete darstellen, welche mit ihren entgegengesetzten Polen aneinander gelegt sind nach Art von *Fig. 375.* Der magnetische Zustand eines Cylinders, mit dem man den VOLTA'schen Kreis schliesst, muss derselbe sein, als der eines solchen Parallepipeds, die magnetischen Erscheinungen sind aber an dieser Gestalt des Schliessungsleiters schwerer zu untersuchen.“

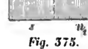


Fig. 375.

Unabhängig hiervon kam v. ALTHAUS [13] zu denselben Schlüssen. Auch DAVY [14] wollte es scheinen, als ob nach dem Verhalten des Schliessungsdrathes vier Pole auf der Peripherie jedes seiner Querschnitte vorhanden sein müssten. Doch wandte er sich der Annahme einer ringsumgehenden Polarität zu, wegen des Verhaltens der Eisenfeilspähne an der Peripherie des Schliessungsdrathes und wegen eines Versuches, bei dem mehre Stahlnadeln ohne sich zu berühren im regelmässigen Vieleck auf einer Pappscheibe befestigt eine Polarität nach Art der *Fig. 376* annahmen, wenn ein durch die Mitte der Scheibe senkrecht gehender Drath *c* den Entladungsschlag einer KLEIST'schen Batterie leitete.

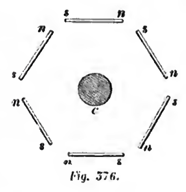


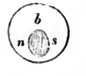
Fig. 376.

Derselben Ansicht war auch MUNCKE [15] zugethan, und stellte zu ihrer Stütze viele Versuche an. In einem Falle, wo er eine lothrechte Magnetnadel an einem horizontalen Schliessungsdrath vorüberführte, und an deren Polenden bei kleinen Ortsveränderungen Anziehungen und Abstossungen in regelmässigem Wechsel beobachtete, hatte er sich, wie GILBERT [16] nachwies, durch den schon von OERSTED [17] und später ausführlicher von FARADAY [18] erörterten Umstand täuschen lassen, dass die Anziehungsmittelpunkte (Pole) der Magnete im Allgemeinen nicht an deren Enden, sondern in einem beträchtlichen Abstand von denselben entfernt liegen. In einem andern Fall wurden vier oder mehre Magnetstäbchen in einen leichten Körper (Kork oder Hollundermark) so gesteckt, dass sie die Radien eines Kreises bildeten und alle Pole der einen Gattung dem Centrum, die der andern der Peripherie zukehrten. Wurde dieses System an einem Faden so gehalten, dass die

Nadeln sich in einer horizontalen Ebene bewegen konnten, und wurde ein nach Art der *Fig. 375* beschaffener combinirter Magnetpol von der Seite her genähert, so kam die Vorrichtung in dauernde Rotation um die verticale Aufhängeaxe. Der Erfolg erklärt sich wahrscheinlich aus dem Umstand, dass der Faden mit der Hand gehalten wurde, denn wenn man ein solches System fest aufhängt oder sich auf einer Spitze bewegen lässt, so bleibt es in einer gewissen von zufälligen Anordnungen abhängigen Lage stehen. — Dieser und andere Versuche wollten KRIES [19], PFAFF [20], RASCHING [21] nicht gelingen, und schliesslich erklärte sich MUNCKE [22] selbst gegen seine Theorie.

V. G. G. SCHMIDT [23] glaubte, dass die Annahme von zwei Pollinien des Schliessungsdrathes, welche seiner Axe parallel laufen, genüge, um dessen Verhältniss zur Magnetnadel zu erklären. Er stellte den PRECHTL'schen Transversalmagneten dadurch dar, dass er das Stahldrathgewinde über oder unter einen, zu seiner Axe parallel ausgespannten, von ihm aber isolirten Drath legte und durch letzteren den Schlag einer KLEIST'schen Batterie gehen liess. Dadurch erhielt die Stahldrathspirale in bekannter Weise zwei transversale Pollinien. In geeigneter Richtung einer Magnetnadel entgegengehalten, lenkte die Spirale die Nadel in demselben Sinne ab, wie ein galvanischer Schliessungsdrath. Nun versuchte SCHMIDT umgekehrt eine VOLTA'sche Säule aus Magneten zusammenzusetzen, doch ohne Erfolg. Das veranlasste zu der Annahme, dass Magnetismus und Galvanismus nicht dieselben Kräfte seien, sondern dass letzterer nur als Erregungsmittel des ersteren diene. Nun ermittelte er die Gesetze der Fernewirkung des Stromleiters auf die Magnetnadel und fand, wie schon §. 6, N. II, S. 29, mitgetheilt wurde, dass die zwischen Pol und Leiter wirkende Kraft im einfachen verkehrten Verhältniss der senkrechten Entfernung steht. Aehnliche Untersuchungen für den Transversalmagneten ergaben aber, dass dessen Wirkung auf die Magnetnadel im verkehrten Verhältniss der Quadrate der Entfernung und im directen des Durchmessers des Magneten stehe, wenn die Polarlinien des ersteren in der Schwingungsebene der Nadel liegen. Befand sich dagegen die Indifferenzlinie des Transversalmagneten parallel über der Axe der Nadel, so wurde stets ein Maximum der Wirkung beobachtet, und zwar fand das in einem Abstand von der Nadel statt, welcher mit dem Durchmesser des Magneten abnahm. — Ein anderer Mangel an Uebereinstimmung in der Wirkungsweise von Magnet und Schliessungsdrath ergab sich aus folgendem Versuch. Ein schmaler Streifen von Messingblech wurde mit einem Gewinde von Stahldrath überdeckt und mittelst einer Batterieentladung durch einen benachbarten Drath zum Transversalmagneten gemacht. Dann wurde der Streifen mit seiner magnetischen Umhüllung zu einer flachen Spirale aufgerollt und wie eine schwimmende Kette DE LA RIVE's vorgerichtet. Gegenüber der Aussenseite eines dargebotenen Magnetstabes verhielten sich nun beide Apparate ganz ähnlich. Während sich aber die schwimmende Kette über den nächsten Magnetpol hinwegbewegt, und erst über der Indifferenzlinie des Stabes eine stabile Gleichgewichtslage findet, bewegte sich die transversalmagnetische Vorrichtung blos bis an den nächsten Pol, ohne denselben zu überschreiten.

Nichts destoweniger beharrte SCHMIDT bei der Annahme des Transversalmagnetismus für den Stromleiter und suchte jene und andere Auffälligkeiten folgendermassen zu erklären. Der Vorgang bei der elektromagnetischen Erregung sei nämlich ein ähnlicher wie der bei der vertheilenden Wirkung der gewöhnlichen Elektricität. Bewege sich nun in dem in *Fig. 377* im Durchschnitt gezeichneten Leiter b oder b' ein elektrischer



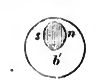


Fig. 377.

Strom, und befinde sich der zu magnetisirende Körper oder abzulenkende Magnet im einen Falle in *c* unter dem Leiter, im andern in *c'* über demselben, so wirke der Magnet wiederum rückwärts auf den Strom, wodurch letzterer eine excentrische Lage *b* und *b'* in seinem Leiter annehme. Komme nun dem Strome eine nach beiden Seiten entgegengesetzte Polarität *n* und *s* zu, so werde dieselbe mit der Aenderung in der excentrischen Lage ebenfalls entgegengesetzt gerichtet.

So gering nun auch die Anerkennung dieser Theorie ausfallen konnte, so ist doch aus ihr der Nachweis für die Fundamentalgesetze des Elektromagnetismus und für die Wirkungsweise des Transversalmagnetismus hervorgegangen, und nicht minder wurden in ihrem Gefolge eine Anzahl höchst instructiver Versuche bekannt, welche im Frühern an geeigneten Orten mitgetheilt sind.

VI. Die abenteuerlichste Auffassung über das Wesen des Elektromagnetismus ist endlich von Erman[24] ausgegangen. Es ist die Theorie der diagonaloiden Polarität des Schliessungsdrathes. Er meint nämlich, die von dem einen Ende der Kette ausgehende positive Elektricität überwiege in der ihr nächsten Hälfte des Schliessungsbogens, während die von dem andern Ende ausgehende negative in der diesem zunächst liegenden Hälfte der Schliessung vorherrsche. Demgemäss finde in einem Schliessungsbogen wie *ab* der *Fig. 378* eine Vertheilung der beiden Elektricitäten statt, wie sie durch verticale und horizontale Schraffirungen angedeutet ist. Namentlich bewege sich die positive Elektricität an dem äussern Umfang des Bogens, weil sie von der negativen durch eine grössere Expansibilität unterschieden werde, sie müsse desshalb den grössern Weg zurücklegen, gerade wie Quecksilber von der einen Seite in einen Kanal gepresst sich an der äussern Peripherie bewegen würde, während Wasser von der andern gleichzeitig eingepresst, den kürzern innern Bogen durchlaufen würde. Wie aber diese absonderliche elektrische Vertheilung gerade die eigenthümliche Wirkung auf die Magnetnadel hervorbringen müsse, scheint in ein undurchdringliches Dunkel gehüllt zu sein.

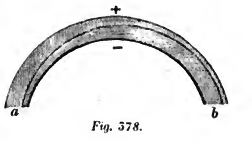


Fig. 378.

Auch Biot huldigte der Ansicht, dass der Schliessungsdrath durch Einfluss des galvanischen Stromes in gewisser Weise zum Magneten werde, im Gegensatz zu der, dass der Magnet ein Aggregat geschlossener Ströme sei. Nachdem er in Gemeinschaft mit Savart die in §. 6, N. II, S. 31, erörterten Gesetze[25] aufgestellt hatte, veranlassten ihn Zweifel gegen die letztere Ansicht, sich zu der ersteren zu bekennen[26] und die Wirkungsweise des Schliessungsbogens als das Ergebniss einer Molecularmagnetisirung anzusehen. Darüber jedoch, wie man sich den Vorgang zu denken habe, um die transversale Wirkung auf den Magneten aus der „so einfachen Ansicht einer Molecularmagnetisirung" des Schliessungsdrathes herzuleiten, spricht er sich nicht weiter aus, als dass dieselbe nicht dem Wesen, sondern nur der Vertheilung nach von dem longitudinalen Magnetismus verschieden sei.

Ueber Faraday's Ansicht von der Wechselwirkung zwischen Stromleiter und Magnet mag in einem späteren Paragraphen ausführlicher gehandelt werden.

---

[1] Oersted. Experimenta circa efficaciam conflictus electrici in acum magneticam. Hafniae 21. Jul. 1820. — Uebersetzt u. a. in *Gilb. Ann. 66, 295 (1820). — *Schweigg. Journ. 29, 275.

[2] Poggendorff. *Gilb. Ann. 68, 206 (1821).

[3] Oersted. *Schweigger und Meinecke Journal. [2.] 32, 199 (1822). — *Blainville

Journal de physique. 93, 261 (Sept. 1821). — *Thomson *Annals of Philos.* New Ser 2, 321 (1821).
[4] OERSTED. *Schweigger und Meinecke Journal. [2.] 33, 123 (1821).
[5] PRECHTL. *Gilb. Ann. Bd. 67, S. 81 u. 259 (1821). — Daselbst 68, 203 (1821).
[6] PRECHTL. *Gilb. Ann. 35, 51 (1810).
[7] POGGENDORFF. *Gilb. Ann. 68, 206 (1821).
[8] SEEBECK. *Abhandlungen der berliner Akademie für 1820, S. 288. — Auszug vom Verf. in *Schweigger und Meinecke Journal. 32, 27 (1821).
[9] POHL. [a] *Gilb. Ann. 69, 171 (1821).
[b] *Gilb. Ann. 71, 47 (1822).
[c] *Gilb. Ann. 74, 389 (1823).
[d] *Gilb. Ann. Bd. 75, S. 269 u. 437 (1823).
[e] *Kastner's Archiv. Bd. 9, S. 1 (1826) u. Bd. 11, S. 161 (1827).
[10] H. STEFFENS. *Kastner's Archiv. 7, 273 (1826).
[11] POHL. *Grundlegung der drei keppler'schen Gesetze, besonders durch Zurückführung des dritten Gesetzes auf ein neu entdecktes, weit allgemeineres Grundgesetz der kosmischen Bewegung, welches an die Stelle des newton'schen Gravitationsgesetzes tritt. Breslau 1845. *Der Elektromagnetismus und die Bewegung der Himmelskörper in ihrer gegenseitigen Beziehung. Breslau 1846.
[12] BERZELIUS. **Ann. de ch. et de ph.* 16, 113 (1821). — *Acad. de Paris, sce. du 8 Janv. 1821.* — *Gilb. Ann. Bd. 68, S. 167 u. 176 (1821).
[13] Frh. v. ALTHAUS. *Versuche über den Elektromagnetismus, nebst einer kurzen Prüfung der Theorie des Herrn AMPÈRE, mit einer Vorrede von MUNCKE. Heidelberg 1821. — Vergl. *MUNCKE in Gilb. Ann. 70, 141 (1822).
[14] H. DAVY. *Sturgeon's *Ann. of El.* 6, 257 (Apr. 1841). — *Gilb. Ann. 71, 225 (1822); aus den Schriften der königlichen Gesellschaft zu London vom Jahre 1821. 1. Theil; gelesen 15. Juli 1821.
[15] MUNCKE. [a] *Gilb. Ann. 70, 141 (1822).
[b] *Gilb. Ann. 71, 20 (1822).
[c] *Gilb. Ann. 71, 411 (1822).
[16] GILBERT. *Gilb. Ann. 71, 64 (1822).
[17] OERSTED. *Gilb. Ann. 66, 295 (1820). — *Schweigg. Journ. 29, 275 u. v. a. O.
[18] FARADAY. *Royal Institution.* Sept. 1821. — *Gilb. Ann. 71, 124 (1822). — **Ann. de ch. et de ph.* 18, 337 (1821) u. v. a. O.
[19] KRIES. *Gilb. Ann. 71, 58 (1822).
[20] PFAFF. *Der Elektromagnetismus u. s. w. Hamburg 1824. S. 269.
[21] RASCHING. [a] *Gilb. Ann. 67, 427 (1821).
[b] *Gilb. Ann. 71, 39 (1822).
[22] MUNCKE. *Gehler's physikal. Wörterb., n. B. 3, 631 (1827).
[23] G. G. SCHMIDT. [a] *Gilb. Ann. 70, 229 (Giessen 2. Febr. 1822).
[b] *Gilb. Ann. 71, 387 (1822).
[c] *Gilb. Ann. 72, 1 (1822).
[d] *Gilb. Ann. 74, 260 (1823).
[24] A. ERMAN. *Umrisse zu den physischen Verhältnissen des von Herrn Professor OERSTED entdeckten elektrochemischen Magnetismus. Berlin 1820. — Vergl. auch *Gilb. Ann. Bd. 67, S. 220 u. 382 (1821). — Auszüge in *Schweigger und Meinecke Journ. 32, 38 (1821).
[25] BIOT et SAVART. **Ann. de ch. et de ph.* 15, 222 (1820); nach einem Vortrag vor der pariser Akad. der Wissensch. vom 20. Oct. 1820. — Fortsetzung und Erweiterung: *Acad. des sce. 18 Dec. 1820.* — Besonders *Biot, Lehrbuch der Experimentalphysik, übersetzt von Fechner. 2. Aufl. Leipzig 1829. Bd. 4, S. 193.
[26] BIOT *Sur l'aimentation imprimée aux métaux par l'électricité en mouvement. Journal des Savants. Avr. 1821*; nach einem Vortrag vor der pariser Akademie d. W. vom 2. Apr. 1821.

Zusammenstellungen der hier behandelten Theorien finden sich in C. H. PFAFF der Elektromagnetismus. Hamburg 1824, sowie von MUNCKE in Gehler's ph. W., n. B. Bd. 3. S. 594 (1827).

§. 49. AMPÈRE's Theorie.

Zwei Gründe waren es, welche AMPÈRE bewogen, die ältere Spannungstheorie über die Constitution und Wirkungsweise der Magnete zu verlassen und

eine neue — die nach ihm benannte — Theorie an deren Stelle zu setzen. Betrachtet man nämlich die Magnete als zusammengesetzt aus magnetischen Elementen, so muss man annehmen, dass diese auf den entgegengesetzten Seiten mit gleich starken Kräften von entgegengesetzten Eigenschaften, der nördlichen und südlichen Polarität, begabt seien, deren Intensität proportional dem Quadrat der Entfernung abnimmt. Sollen nun zwei magnetische Theilchen aufeinander wirken, so ist die Annahme von vier Kräften, zwei abstossenden und zwei anziehenden, nöthig, welche unter einander in Conflict kommen. Soll ferner ein magnetisches Element auf ein Element eines galvanischen Stromes wirken, so lässt sich das nur durch Beilegung einer weiteren Eigenschaft erklären, der nämlich, dass jede der beiden magnetischen Kräfte dem Stromelement einen Bewegungsantrieb senkrecht zur Wirkungsebene ertheilt, dessen Intensität umgekehrt proportional dem Quadrate des Abstandes und direct proportional ist dem Sinus der Neigung des Stromelementes gegen seine Verbindungslinie mit dem magnetischen Element. Es ist also die Annahme einer Kraftäusserung nöthig, welche eine anderweite Analogie nicht besitzt. Kann man aber durch eine einzige Annahme beide genannten Wirkungsweisen erklären, so ist die daraus hervorgehende Theorie zunächst und um so mehr der älteren dann vorzuziehen, wenn diese Annahme durch analoge Fundamentaläusserungen anderer Kräfte gestützt wird. Das Verlassen der ältern Theorie ist aber auch noch dadurch begründet, dass sie keinen innern Zusammenhang bietet zwischen der Wechselwirkung zweier galvanischer Ströme und der zwischen Strömen und Magneten oder der zwischen Magneten unter einander. Die Zusammengehörigkeit dieser Thatsachen ist jedoch zu augenscheinlich, als dass nicht eine Theorie, welche sie aus einem gemeinsamen Princip herleitet, den Vorzug vor der älteren Anschauungsweise verdienen sollte.

Schon infolge der ersten Untersuchungen „über die Wirkung eines galvanischen Stromes, des Erdmagnetismus oder eines Magneten auf einen andern Strom“ [1] leitete Ampère alle daselbst zusammengestellten Erscheinungen aus einem gemeinsamen Princip her. Die Ursache der Richtkraft frei schwebender Magnetnadeln infolge des Erdmagnetismus findet er in galvanischen Strömen, welche die Erde von Ost nach West in Curven umkreisen, die auf deren magnetischer Axe senkrecht stehen. Denkt man nach der üblichen Regel in der Richtung solcher Ströme sich schwimmend, so wird der Nordpol jeder über ihnen hängenden Magnetnadel in Uebereinstimmung mit der Erfahrung nach links, also nach dem astronomischen Norden gerichtet. Ampère bemüht sich, die Existenz dieser Ströme wahrscheinlich zu machen durch Aufsuchen von Ursachen, welche sie hervorrufen könnten *, und meint, dass durch die im täglichen Lauf der Sonne begründeten Temperaturveränderungen die Variationen des Erdmagnetismus Erklärung fänden. Vergl. hierzu §. 43, N. IX, S. 587.

Wie die Richtkraft der Erde wird aber auch die der Magnete auf galvanische Ströme zurückgeführt. Der Magnet wird betrachtet als eine Vereinigung von geschlossenen Strömen, welche in Ebenen senkrecht zu seiner Axe verlaufen

* Erst in neuester Zeit ist die physische Existenz dieser Ströme durch Lamont nachgewiesen worden [2].

und ihn nach den kürzesten geschlossenen Curven umgeben. Umfliessen diese Ströme den Stab im Sinne der Bewegung eines Uhrzeigers, so dass also die Ströme auf der obern Fläche des Stabes von links nach rechts gehen, so ist das dem Beobachter zugewandte Ende ein Südpol, das abgewandte ein Nordpol und umgekehrt bei umgekehrter Stromesrichtung. Der in §. 12 behandelte elektrodynamische Cylinder würde also in diesem Sinne einen Magneten darstellen. Sind nun in *Fig. 379* *A*, *B* und *C* bildliche Darstellungen dreier AMPÈRE'scher Magnetstäbe, so dass die Richtungen der Pfeile die Richtungen der sie constituirenden Ströme andeuten, so würden sich in *n* die Nordpole, in *s* die Südpole befinden. Es würden sich aber die benachbarten Südpole (oder Nordpole) in *A* und *B* abstossen, weil die einander zugewandten Ströme wie *a* und *b* entgegengesetzte Richtung haben.

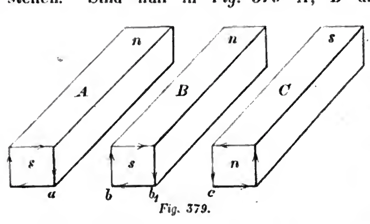


Fig. 379.

Dagegen würden sich die in *B* und *C* benachbarten Süd- und Nordpole einander anziehen, weil die einander benachbarten Ströme wie b_1 und *c* gleiche Richtung haben. Zwischen den beiden Polen eines Magneten ist sonach keine andere Verschiedenheit als die, dass sich der eine links, der andere rechts von den hypothetischen Strömen befindet, welche dem Stahl die magnetischen Eigenschaften verleihen. — Gegen einen galvanischen Strom stellen sich endlich die Magnete immer so, dass die nächsten Magnetströme dem äussern Strom parallel und gleich gerichtet sind.

Diese Ansichten AMPÈRE's riefen allerhand Bedenken hervor, welche theils von Andern, theils von ihm selbst geltend gemacht wurden und die im ersten der folgenden Anhänge zusammengestellt sind. AMPÈRE[3] modificirte daher seine Theorie dahin, dass die hypothetischen Ströme nicht den ganzen Magneten concentrisch zu seiner Axe umgeben, sondern dass vielmehr alle kleinsten Theilchen eines Magneten von elektrischen Kreisströmen umflossen würden, deren Axen mehr oder weniger parallel zur Axe des Magneten gerichtet seien; auch wäre es passender, vorauszusetzen, diese Ströme seien stets vorhanden und werden in Eisen und anderen des Magnetismus fähigen Substanzen durch magnetisirende Einflüsse nur in dem angegebenen Sinne orientirt, als dass man annehme, die Ströme danken jenen Ursachen ihre Entstehung. Die obigen Erklärungen werden hierdurch in ihrer Gültigkeit nicht beeinträchtigt. Man würde sich nämlich den Querschnitt eines Magneten in so viele kleinste Flächenelemente zerlegt zu denken haben, als magnetische Theilchen von ihm durchsetzt werden, wie das in *Fig. 131* auf S. 237 geschah. Ist aber jedes dieser Elemente von galvanischen Strömen umflossen, so heben sich alle nach aussen gerichteten Wirkungen der innern Elemente auf, indem an jeder Grenze zweier Elemente zwei entgegengesetzte Ströme fliessen. Sonach bleiben für die Wirkungen nach aussen nur die peripherischen Stromelemente übrig, welche sich zu einer Resultante gleich

der eines peripherischen Gesammtstromes vereinigen. Aus der Annahme von Molecularströmen geht unmittelbar hervor, dass sich diese Ströme dem Nachweise ihrer physischen Existenz entziehen müssen. Hätte man es mit peripherischen Strömen zu thun, so müssten sie sich unterbrechen lassen und würden dann elektrische Spannungen oder chemische Zerlegungen hervorbringen, oder sie würden sich auf andere Leiter übertragen und dann auf elektromagnetischem Wege nachweisen lassen. So z. B. hing AMPÈRE einen geschlossenen Messingring innerhalb eines von einem kräftigen Strom erregten Drathgewindes leicht beweglich auf; ein entgegengehaltener Magnet bewirkte aber keine Ablenkung, wie das hätte der Fall sein müssen, wenn in dem Ring ein dauernder Strom durch Einwirkung des umgebenden Stromes in Bewegung versetzt worden wäre.

Durch die Annahme von Molecularströmen erklärt sich namentlich die Hervorrufung von Magnetismus in magnetisirungsfähigen Substanzen infolge des galvanischen Stromes. Werden die Molecule des Eisens und des Stahles stets von AMPÈRE'schen Strömen umflossen, haben diese aber im unmagnetischen Zustande jede beliebige Richtung, so heben sie ihre Wirkungen nach aussen gegenseitig auf. Werden sie dagegen alle durch einen umgebenden Strom diesem, oder durch ein anderes Magnetisirungsmittel einer gewissen Richtung parallel gestellt, so addiren sie sich in ihrer Wirkung nach aussen. Hört die magnetisirende Ursache wieder auf, so fallen die Molecularströme des weichen Eisens in ihre Unordnung zurück und der Magnetismus ist vernichtet, im Stahl dagegen werden sie durch die Coercitivkraft zum Theil in ihrer Anordnung erhalten, und es ist ein permanenter Magnet entstanden. Würden die AMPÈRE'schen Ströme nicht blos gerichtet werden, sondern würden sie beim Magnetisiren erst entstehen, so müsste dieser Process mit einer Temperaturerhöhung auftreten. Das ist jedoch in so geringem Maasse der Fall, dass der Nachweis dieser Thatsache erst später geführt worden ist.

Noch ist zu erwägen, dass die Pole eines Magneten nicht an den Enden liegen, während die eines elektrodynamischen Cylinders in den letzten Windungen zu suchen sind. Ueber diesen Umstand und über die aus demselben zu erschliessenden Intensitätsverhältnisse der magnetischen Querschichten wurde in §. 47, N. III, S. 682 gehandelt. AMPÈRE [4] wurde daher zu der weiteren Annahme genöthigt, dass die Molecularströme des Magneten desto energischer seien, je näher sie sich an dem Aequator des Magneten befinden. Auch liesse sich dieser Umstand ebensowohl durch die Annahme erklären, dass die Molecularströme der Magnete in der Nähe der Pole nicht senkrecht zur Axe verlaufen, sondern in Bahnen, welche infolge ihrer gegenseitigen Einwirkung zu der Axe geneigt seien. Das führt aber zu der Folgerung, dass die Pole dickerer Magnetstäbe weiter von den Enden abliegen müssten, als die der dünnern Stäbe, indem in ersteren mehr solcher Molecularströme auf einander einwirken als in letzteren. Doch dürfte sich dieses kaum durch die Erfahrung rechtfertigen lassen.

Ob die kleinsten Theilchen eines Magneten gleichzeitig von verschiedenen Molecularströmen umflossen sein können, die in verschiedenen Ebenen verlaufen, ist eine weitere Frage. VAN BEEK [5] glaubte sie infolge von Versuchen, die er in

Gemeinschaft mit Anderen angestellt hatte, bejaen zu müssen. Namentlich war eine längliche Stahlplatte *mopq* der *Fig. 380* durch einen über sie in der Richtung *ab* hinweggeführten Entladungsschlag einer KLEIST'schen Batterie transversal magnetisirt worden, so dass sich die Pollinien auf den Seiten *mo* und *pq* gleichmässig zeigten. Dann wurde ein schwächerer Schlag in der Richtung *cd* geführt. Dieser ertheilte ihr ebenfalls eine Polarität, die jedoch nur bis zu den Linien *e* und *f* sich erstreckte, während jenseits derselben alles ungeändert blieb. Dürfte nun auch der Versuch auf die angegebene Voraussetzung deuten, so lässt er sich doch einfacher durch eine Drehung der Elementarströme zwischen *e* und *f* aus der Lage *ab* in die Lage *cd* erklären, oder aber durch die Annahme, dass die beim ersten Schlag gerichteten Elemente ihre Polarität beibehalten, und dass durch den zweiten Schlag andere vorher noch indifferent gebliebene Theilchen eine Orientirung erfahren hätten. Gegen die letztere Annahme spricht jedoch der Umstand, dass man einem Stahlstab beliebig oft die entgegengesetzte Polarität ertheilen kann, während endlich alle Polarität vernichtet werden müsste, wenn durch eine Reihe solcher Operationen der einen Hälfte der kleinsten Theilchen die eine, der andern die entgegengesetzte Polarität ertheilt worden wäre.

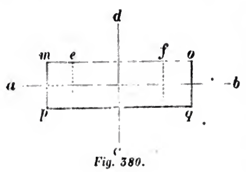


Fig. 380.

Ausser diesen allgemeinen Erklärungen wird es zur Bedingung, nachzuweisen, dass wirklich ein in der angegebenen Weise geordnetes Aggregat von kleinsten geschlossenen Strömen identische Wirkungen hat mit einem Aggregat von magnetischen Elementen, wie es die ältere Theorie verlangt. Dieses Ziel verfolgte AMPÈRE seit seiner Entdeckung der Wechselwirkung zweier galvanischer Ströme im Jahre 1820 [6] und stellte endlich die Ergebnisse seiner Untersuchungen zusammen in seiner 1826 in Paris erschienenen *Théorie des Phénomènes électrodynamiques uniquement déduite de l'expérience* [7]. Da aber in dem Frühern die wesentlichsten Ergebnisse der Rechnungen schon behandelt wurden, kommt es hier nur darauf an, ihre Beziehungen zur Theorie nachzuweisen.

Die ältere Theorie versieht jedes kleinste Theilchen eines Magneten mit zwei Polen als Ausgangspunkten von Kräften, die nach denselben Gesetzen wirken, wie die an den Polen ganzer Magnete beobachteten Kräfte. Statt dessen versieht AMPÈRE's Theorie dieselben kleinsten Theilchen mit geschlossenen Strömen, welche sie parallel zu ihrem Aequator umkreisen. Sonach ist jedes dieser Theilchen als ein sehr kurzes begrenztes Solenoid anzusehen. Da aber die Wirkung des begrenzten Solenoids in §. 28, N. III, S. 278, hergeleitet wurde aus der Wirkung zweier unbegrenzter Solenoide, deren Pole um die Länge des begrenzten von einander abstehen, so wird die Anschauungsweise AMPÈRE's begründet sein, wenn man für jeden Magnetpol jener kleinsten Theilchen ein unbegrenztes Solenoid substituiren darf. Die Aufgabe kommt also darauf hinaus, nachzuweisen, dass ein Magnetpol in jeder Hinsicht nach denselben Gesetzen wirkt wie ein Solenoidpol. Wie weit das der Fall ist, mag an den folgenden vier Kategorien von Aeusserungen der Magnetkraft geschehen.

1. Die Wechselwirkung zwischen einem Magneten und einem Stromelement. Aus dem in §. 6, N. II, behandelten und von Biot und Savart, sowie von G. G. Schmidt herrührenden Gesetz über die Wechselwirkung von Strömen und Magneten geht hervor, dass die Intensität der Wirkung eines Magnetpoles auf ein Stromelement gleich ist dem Product aus der Stärke der Magnetkraft, der Stärke des im Element bewegten Stromes, der Länge des Elementes und dem Sinus seiner Neigung zur Verbindungslinie mit dem Magnetpol, dividirt durch das Quadrat der Länge dieser Verbindungslinie. Dieses Gesetz gilt aber auch für jeden Pol der hypothetischen kleinsten Theilchen des Magneten, da ja diese nach denselben Gesetzen wirken sollen als die Pole der ganzen Magnete. In §. 28, N. III, Gleichung 8), wurde ferner nachgewiesen, dass das Maass für die Wechselwirkung eines Solenoidpoles und eines Stromelementes ausgedrückt wird durch

$$\frac{\lambda i i'}{2g} \frac{ds' \sin\varphi}{l^2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 1),$$

wo λ den Inhalt einer von einem Elementarstrom des Solenoids umschlossenen Fläche, g den Abstand zweier benachbarter Stromumläufe, i und i' die Stromstärken im Solenoid und im Stromelement, ds' die Länge des letzteren, φ den Winkel zwischen dem Stromelement und seiner Verbindungslinie mit dem Solenoidpol und l die Länge dieser Verbindungslinie bedeuten. Bringt man also an die Stelle des Solenoidpoles den Pol eines kleinsten Magnettheilchens von der Intensität μ, so wirkt er auf das Stromelement mit einer Kraft

$$\mu i' \frac{ds' \sin\varphi}{l^2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 2)$$

und die Wirkung zwischen Solenoidpol und Magnetpol des Elementartheilchens ist gleich, wenn

$$\mu = \frac{\lambda i}{2g}.$$

Dass aber nicht allein die Stärke, sondern auch die Richtung der Kraft in beiden Fällen identisch ist, geht aus einem Vergleich der Nachweise §. 5, S. 25, und §. 28, S. 277, hervor, denen zufolge die Richtung der Kraft in beiden Fällen zur Wirkungsebene senkrecht steht.

2. Die Wechselwirkung zwischen zwei Magneten. Die Pole zweier magnetischer Elemente wirken aufeinander mit einer Kraft, welche der in ihnen ausgeschiedenen Flüssigkeit direct und dem Quadrate ihrer Abstände umgekehrt proportional ist. Bedeuten also ε und ε' die in beiden wirksamen Magnetismen, so dass $\mu\varepsilon\varepsilon'$ das Maass der Kraft ist, mit welcher die Pole in der Einheit des Abstandes auf einander wirken, so wirken sie im Abstand l mit einer Kraft aufeinander gleich

$$\frac{\mu\varepsilon\varepsilon'}{l^2},$$

welche in die Richtung der Verbindungslinie beider Pole fällt. Für zwei So-

lenoidpole fand sich in §. 28, N. V auf S. 282, abgesehen vom Vorzeichen, die Formel

$$\frac{\lambda\lambda' i i'}{2 g g'} \cdot \frac{1}{l^2},$$

wo λ und λ' die von den Elementarströmen der beiden Solenoide umflossenen Flächen, g und g' die Abstände benachbarter Flächen des Solenoids, i und i' die Stärken der in ihnen umlaufenden Ströme und l den Abstand der Solenoidpole bedeuten. Beide Wirkungen werden also für gleiche Polabstände identisch, wenn

$$\mu \varepsilon \varepsilon' = \frac{\lambda\lambda' i i'}{2 g g'}.$$

Ampère hat selbst seine Theorie mit der älteren nur nach diesen beiden Richtungen durchgeführt. Was aber

3. Die Inductionswirkung der Magnete in benachbarten Stromleitern betrifft, so wurden in §. 40, N. I, Versuche Weber's behandelt, aus denen hervorgeht, dass die galvanische Induction der magnetischen gleich ist, wenn jene von einem durch die inducirende Spirale geleiteten galvanischen Strome, diese von einem Magneten hervorgebracht wird, welche in einer solchen Lage gegen die inducirte Rolle sich befinden, bei welcher, wenn durch die inducirte Rolle ein Strom geht, das elektrodynamische Drehungsmoment jenes Stromes dem elektromagnetischen Drehungsmoment des Magneten gleich ist. Somit ist also auch in dieser Hinsicht die Anwendbarkeit der ampère'schen Theorie erwiesen.

4. Die elektromagnetische Scheidungskraft ist bisher noch nicht zu mathematischen Prüfungen für die Anwendbarkeit der ampère'schen Theorie benutzt worden. Würde man annehmen, dass in den kleinsten Theilchen eines Eisenstabes die ampère'schen Ströme entstehen im Moment, wo er durch einen umgebenden Spiralstrom magnetisirt wird, so müssten die unmagnetischen Eisentheilchen blos als Bahnen eventueller Ströme gelten, in denen letztere durch die Nachbarschaft des Spiralstromes dauernd erregt würden. Befindet sich aber in der Nachbarschaft eines galvanischen Stromes ein geschlossener Leiter, so wird in letzterem ein dauernder Strom nicht erregt, die Annahme ist also unstatthaft. Würde man dagegen annehmen, dass die ampère'schen Ströme in beliebigen Ebenen um die kleinsten Theilchen des unmagnetischen Eisenstabes kreisen, dass ihre Ebenen aber durch den magnetisirenden Strom blos gerichtet werden, so müsste, um die Abnahme des magnetischen Momentes der Schichten von der Mitte nach den Enden zu erklären, noch die weitere Annahme hinzukommen, dass entweder in der Mitte des Stabes eine grössere Anzahl von Theilchen gerichtet werden, oder die, dass die Ebenen der von der Mitte abseits liegenden Ströme eine Neigung zur Axe erhielten. Die Annahme beharrlicher und drehbarer Molecularströme ist jedoch ebenfalls und schon um desswillen unstatthaft, weil ein magnetischer Körper bei länglicher Form auch ohne eine andere magnetisirende Ursache polare Eigenschaften zeigen müsste.

Zur weiteren Ausführung der Bestätigungen für die ampère'sche Theorie mögen in den folgenden Nummern noch die Wirkungen eines geschlossenen

Stromes auf ein Stromelement und die einer magnetischen Querschicht auf ein magnetisches Element, sowie die eines die Querschicht umschliessenden Stromes auf dasselbe Element entwickelt und unter einander in Vergleich gezogen werden.

Immerhin lehrt eine nähere Erwägung, dass die AMPÈRE'sche Theorie einer Erweiterung bedarf, denn in ihrer jetzigen Form vermag sie nur die Erscheinungen der polaren Wirkungen der Magnete untereinander und zwischen Magneten und galvanischen Strömen zu erklären. Für die magnetische und elektromagnetische Vertheilung bleibt sie jedoch die Erörterungen schuldig. Ebenso deuten die magnetischen Erscheinungen mit Entschiedenheit auf einen Spannungszustand in den kleinsten Theilchen, während die des galvanischen Stromes von einem entsprechenden Bewegungszustand herrühren müssen. Eine Ausgleichung dieses Widerspruches vermag aber die AMPÈRE'sche Theorie noch nicht zu geben.

I. Nachdem AMPÈRE die Meinung aufgestellt hatte, es sei der ganze Magnet von galvanischen Strömen umflossen, erhoben sich vielerlei Bedenken, infolge deren er diese hypothetischen Ströme in die kleinsten Theilchen desselben verlegte. Graf v. BUQUOY [8] wandte ein, dass nach dieser Theorie ein aufgeschlitzter Hohlcylinder von magnetisirtem Stahlblech galvanische Ströme und elektrische Spannungen aufweisen müsste, was — obschon er selbst keine Versuche darüber anstellte — nicht wahrscheinlich sei.

OERSTED [9] und später G. DE LA RIVE [10] fanden in Folgendem eine Schwierigkeit. Wenn man nämlich den mittlern Magneten B in *Fig. 379* auf S. 702 umdrehe, so dass der Pol s an seiner Stelle liegen bleibe, aber n in die Verlängerung der bisherigen Lage komme, so müsste wegen der nun einander zugewandten parallelen und gleichgerichteten Ströme b und a der Magnet B von A angezogen, und wegen der benachbarten parallelen und entgegengerichteten Ströme b_1 und c müsste B von C abgestossen werden. Die Erfahrung lehre aber das Gegentheil.

Ferner, wandte DE LA RIVE ein, dürfe sich in dem §. 12, N. IV auf S. 80, beschriebenen Versuch der Schliessungsbogen seiner schwimmenden Kette nicht auf der Aussenseite eines entgegengehaltenen Magnetstabes platt anlegen, indem dann der aufsteigende und gleichzeitig der absteigende Strom angezogen würde von einer Seitenfläche des Magneten, auf welcher blos aufsteigende oder blos absteigende Ströme vorhanden wären. — Noch schwieriger wird die Erklärung des folgenden Versuches von DE LA RIVE [11]. Es stellt sich nämlich ein Schliessungsdrath der VOLTA'schen Säule, welcher nach Art von *Fig. 190* oder *195* (auf den Seiten 323 und 327) gebogen ist, infolge des Erdmagnetismus so ein, dass der Strom in seiner untern Seite gemäss der Theorie AMPÈRE's von Ost nach West verläuft. Nimmt man aber diese untere Seite fort, wie in *Fig. 197* (auf S. 128), und lässt die Enden der verticalen Seiten in zwei Abtheilungen einer Quecksilberfläche tauchen, so sollte man meinen, es müsse der Drath die entgegengesetzte Lage annehmen infolge des im oberen horizontalen Theile sich bewegenden Stromes. Es ist aber gezeigt und nach der ältern Anschauung erklärt worden, dass und warum das nicht zutrifft.

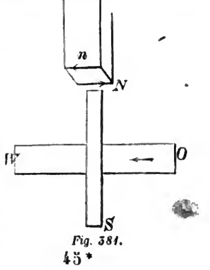


Fig. 381.

Die Magnetisirungserscheinungen durch den Entladungsschlag der KLEIST'schen Batterie benutzend, stellte G. G. SCHMIDT [12] die folgenden Versuche der AMPÈRE'schen Theorie entgegen. Auf eine Glasplatte wurde ein Streifen Plattgold OW in *Fig. 381* geklebt, und quer darüber in der

Richtung des magnetischen Meridianes ein Stück Uhrfeder NS gelegt. Würde nun durch den Goldstreifen der Schlag einer Batterie in der Richtung von Ost nach West geführt, so entstand der Regel gemäss an dem nach Nord gekehrten Ende der Uhrfeder ein Nordpol. Wurde aber auf dieses Ende der Nordpol n eines Magnetstabes gelegt, so wurde es nach Entladung der Batterie von O nach W zum Südpol. Nach Ampère's Theorie hätte man erwarten sollen, dass die erste Polarität beim zweiten Versuch nur um so stärker hätte hervortreten müssen, indem unter der Feder der Batteriestrom von Ost nach West, über derselben der ampère'sche Strom von West nach Ost verlief. Dagegen erhielt die Uhrfeder wirklich die letztere Polarität, wenn der Südpol des Magneten auf das Ende N der Feder gelegt war, obschon in diesem Fall der Batteriestrom unter der Feder die gleiche Richtung hatte, wie der ampère'sche Strom über ihr. Die Gesammtheit des Versuches ist aber von Ampère nicht erklärend beachtet worden. Nach den Ergebnissen jedoch, welche Savary [13], besonders aber Hankel [14] aus ihren Untersuchungen über die Magnetisirung von Stahlnadeln durch den elektrischen Funken erhielten, bietet die Zurückführung auf die ampère'sche Theorie keine Schwierigkeiten mehr. Die Erklärung selbst mag übergangen werden, da sie auf ein Gebiet führt, welches der hier beabsichtigten Zusammenstellung fremd ist.

II. In §. 25, N. V, S. 234, wurden allgemeine Formeln entwickelt für die parallel zu drei rechtwinklichen Coordinatenaxen gehenden Componenten X, Y, Z derjenigen Kraft, mit welcher ein geschlossener und unveränderlicher Strom s von beliebiger Gestalt auf ein Stromelement ds' wirkt, dessen Mitte im Coordinatenanfangspunkt liegt. Bedeuten i und i' die Maasse für die Stromstärken in s und ds', wird die Verbindungslinie von ds' mit einem beliebigen Element ds des Stromes s mit r bezeichnet, sind λ, μ, ν die Winkel, welche ds' mit den Axen der x, y, z bildet, und wird die Lage der Curvenpunkte von s durch x, y, z bestimmt, so ist

$$\left.\begin{aligned}X &= \frac{ii'ds'}{2}\left[\cos\mu\int\frac{x\,dy - y\,dx}{r^3} - \cos\nu\int\frac{z\,dx - x\,dz}{r^3}\right]\\ Y &= \frac{ii'ds'}{2}\left[\cos\nu\int\frac{y\,dz - z\,dy}{r^3} - \cos\lambda\int\frac{x\,dy - y\,dx}{r^3}\right]\\ Z &= \frac{ii'ds'}{2}\left[\cos\lambda\int\frac{z\,dx - x\,dz}{r^3} - \cos\mu\int\frac{y\,dz - z\,dy}{r^3}\right]\end{aligned}\right\}\quad\ldots\ 1).$$

indem nach S. 240, Gleichung 10) $n = 2$ gesetzt wird. Die Differentiale dieser Componenten und zwar

$$\left.\begin{aligned}dX &= \frac{ii'ds'}{2}\left[\cos\mu\,\frac{x\,dy - y\,dx}{r^3} - \cos\nu\,\frac{z\,dx - x\,dz}{r^3}\right]\\ dY &= \frac{ii'ds'}{2}\left[\cos\nu\,\frac{y\,dz - z\,dy}{r^3} - \cos\lambda\,\frac{x\,dy - y\,dx}{r^3}\right]\\ dZ &= \frac{ii'ds'}{2}\left[\cos\lambda\,\frac{z\,dx - x\,dz}{r^3} - \cos\mu\,\frac{y\,dz - z\,dy}{r^3}\right]\end{aligned}\right\}\quad\ldots\ldots\ 2)$$

sind diejenigen Antheile der parallel zu den Coordinatenaxen gemessenen Wirkung eines Stromelementes ds', welche sich für den Fall eines geschlossenen Stromes addiren. Denn es muss daran erinnert werden, dass ausser diesen mit dX, dY, dZ bezeichneten Componenten die Stromelemente ds und ds' noch mit einem andern

Kraftantheil aufeinander wirken, der, wenn ds einem geschlossenen Strom angehört, um desswillen verloren geht, weil er bei gleicher absoluter Grösse das entgegengesetzte Vorzeichen besitzt von dem analogen Kraftantheil eines andern zu s gehörigen Elementes, welches mit dem vorigen und mit ds' in derselben Projectionsebene liegt.

Ferner wurden S. 235 die obigen Formeln 1) für polare Coordinaten ausgedrückt. Bezeichnet man nämlich mit u, v, w die Projectionen von r auf die Ebenen der xy, der yz und der xz, und mit φ, χ, ψ die Winkel, welche u, v und w mit den Axen x, y, z machen, so ist

$$\left.\begin{aligned} x\,dy - y\,dx &= u^2\,d\varphi \\ y\,dz - z\,dy &= v^2\,d\chi \\ z\,dx - x\,dz &= w^2\,d\psi \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 3).$$

Wird ferner der Winkel, welchen r mit ds macht, durch ϑ bezeichnet, so ist der doppelte Inhalt des Dreiecks, welches r, $r + dr$ und ds zu Seiten hat (gmm_1 in *Fig. 130* auf S. 235) $= r\,ds \sin\vartheta$, und werden die Winkel, welche eine Normale auf diesem schmalen Sector mit den Richtungen der z, y, x bildet, durch ζ, η, ξ bezeichnet, so ist hinwiederum

$$\left.\begin{aligned} u^2\,d\varphi &= r\,ds \sin\vartheta \cos\zeta \\ v^2\,d\chi &= r\,ds \sin\vartheta \cos\xi \\ w^2\,d\psi &= r\,ds \sin\vartheta \cos\eta \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 4).$$

Ausserdem können aber die Ausdrücke für die rechtwinklichen Coordinaten noch dadurch verallgemeinert werden, dass ein anderes dem ersten paralleles, also ebenfalls rechtwinkliches Coordinatensystem eingeführt wird, dessen Anfangspunkt um die Grössen $-x'$, $-y'$, $-z'$ von dem des ersteren Systems absteht. Es sind dann x', y', z' die Coordinaten des Elementes ds' und x, y, z bleiben die des Elementes ds. Dann ist aber

$$\left.\begin{aligned} x\,dy - y\,dx &= (x - x')\,dy - (y - y')\,dx \\ z\,dx - x\,dz &= (z - z')\,dx - (x - x')\,dz \\ y\,dz - z\,dy &= (y - y')\,dz - (z - z')\,dy \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad 5),$$

während die Ausdrücke 3) und 4) für polare Coordinaten ungeändert bleiben. Endlich kann noch

$$\left.\begin{aligned} \cos\lambda &= \frac{dx'}{ds'} \\ \cos\mu &= \frac{dy'}{ds'} \\ \cos\nu &= \frac{dz'}{ds'} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 6)$$

gesetzt werden, und man erhält durch Substitution der Werthe unter 3), 4), 5), 6) in die Gleichungen 2)

$$\left.\begin{aligned}
dX &= \frac{ii'}{2}\left[\frac{(x-x')\,dy-(y-y')\,dx}{r^3}dy' - \frac{(z-z')\,dx-(x-x')\,dz}{r^3}dz'\right]\\
&= \frac{ii'}{2}\left[\frac{u^2\,d\varphi}{r^3}\,dy' - \frac{w^2\,d\psi}{r^3}\,dz'\right]\\
&= \frac{ii'}{2}\,\frac{ds\,ds'\sin\vartheta}{r^2}\left[\frac{dy'}{ds'}\cos\zeta - \frac{dz'}{ds'}\cos\eta\right]\\
dY &= \frac{ii'}{2}\left[\frac{(y-y')\,dz-(z-z')\,dy}{r^3}dz' - \frac{(x-x')\,dy-(y-y')\,dx}{r^3}dx'\right]\\
&= \frac{ii'}{2}\left[\frac{v^2\,d\chi}{r^3}\,dz' - \frac{u^2\,d\varphi}{r^3}\,dx'\right]\\
&= \frac{ii'}{2}\,\frac{ds\,ds'\sin\vartheta}{r^2}\left[\frac{dz'}{ds'}\cos\xi - \frac{dx'}{ds'}\cos\zeta\right]\\
dZ &= \frac{ii'}{2}\left[\frac{(z-z')\,dx-(x-x')\,dz}{r^3}dx' - \frac{(y-y')\,dz-(z-z')\,dy}{r^3}dy'\right]\\
&= \frac{ii'}{2}\left[\frac{w^2\,d\psi}{r^3}\,dx' - \frac{v^2\,d\chi}{r^3}\,dy'\right]\\
&= \frac{ii'}{2}\,\frac{ds\,ds'\sin\vartheta}{r^2}\left[\frac{dx'}{ds'}\cos\eta - \frac{dy'}{ds'}\cos\xi\right]
\end{aligned}\right\}\quad 7)$$

Eine Discussion dieser Formeln für die parallel zu den Coordinatenaxen gerichteten Wirkungen, welche das Element ds eines geschlossenen Umlaufes auf ein ausserhalb desselben liegendes Element ds' ausübt, giebt folgende Aufschlüsse. Die Resultirende dR aus dX, dY, dZ mag zunächst auf ds' projicirt werden. Die Länge dieser Projection ist gleich der Summe der Längen ihrer auf dieselbe Richtung projicirten Componenten. Es zeigt sich, dass dieselbe, oder

$$dX\frac{dx'}{ds'} + dY\frac{dy'}{ds'} + dZ\frac{dz'}{ds'} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots \quad 8)$$

ist, dass also das Element dR der von s auf ds' wirkenden Kraft senkrecht auf ds' gerichtet ist. Projicirt man ferner die Resultirende oder die Summe ihrer Componenten auf die Normale zu dem Sector, welcher r und ds zu Seiten hat, so zeigt sich, dass

$$dX\cos\xi + dY\cos\eta + dZ\cos\zeta = 0. \quad \ldots\ldots \quad 9)$$

ist, dass also auch das Element dR der von s auf ds' wirkenden Kraft senkrecht auf diese Normale gerichtet ist. Steht aber die Richtung senkrecht auf der Normale, so fällt sie in die Ebene des Sectors selbst, welcher r, $r+dr$ und ds zu Seiten hat, und anderseits steht sie senkrecht auf ds'. Sonach ist die Richtung der Resultirenden für alle Lagen von ds und ds' genau bestimmt, mit Ausnahme des einen sogleich sich erledigenden Falles, wenn ds' mit der Normale zum Sector zusammenfällt. — Die Intensität der Kraft dR findet sich durch die Formel

$$\left.\begin{aligned}
dR &= \sqrt{dX^2 + dY^2 + dZ^2}\\
&= \frac{ii'}{2}\,\frac{ds\,ds'\sin\vartheta}{r^2}\sqrt{\begin{aligned}&[\cos\mu\cos\zeta-\cos\nu\cos\eta]^2 + [\cos\nu\cos\xi - \cos\lambda\cos\zeta]^2\\ &+ [\cos\lambda\cos\eta - \cos\mu\cos\xi]^2\end{aligned}}
\end{aligned}\right\}\quad 10)$$

und dieser Werth ist, wenn man mit σ den Winkel zwischen der Normale zum Sector und dem Stromelement ds' bezeichnet, nach Analogie der zur Gewinnung der Formel 8) auf Seite 278 gepflogenen Rechnung

$$= \frac{ii'}{2} \frac{ds\,ds' \sin\vartheta \sin\sigma}{r^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 11).$$

Bezeichnet man endlich denjenigen Winkel, welcher σ zu einem Rechten ergänzt oder den Winkel zwischen ds' und seiner Projection auf die Ebene des Sectors mit τ, so erhält man endlich

$$dR = \frac{ii'}{2} \frac{ds\,ds' \sin\vartheta \cos\tau}{r^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 12).$$

Steht das Element ds' senkrecht auf dem Sector, so ist $\cos\tau = 0$, und somit auch $dR = 0$, wodurch sich die in der Formel 9) gebliebene Unbestimmtheit erledigt. — Vergl. §. 24, N. III auf S. 220.

Durch Integration der Gleichungen 7) für den ganzen geschlossenen und unveränderlichen Strom s erhält man die drei Componenten seiner Wirkung auf das Element ds' und zwar

$$\left.\begin{aligned} X &= \frac{ii'}{2}\left[dy'\int\frac{u^2\,d\varphi}{r^3} - dz'\int\frac{w^2\,d\psi}{r^3}\right] \\ Y &= \frac{ii'}{2}\left[dz'\int\frac{v^2\,d\chi}{r^3} - dx'\int\frac{u^2\,d\varphi}{r^3}\right] \\ Z &= \frac{ii'}{2}\left[dx'\int\frac{w^2\,d\psi}{r^3} - dy'\int\frac{v^2\,d\chi}{r^3}\right] \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad 13).$$

Durch abermalige Integration dieser Werthe nach ds' für die ganze Ausdehnung von s' würden sich endlich die drei Componenten für die Wechselwirkung von s und s' ergeben.

Um hieraus die Componenten parallel zu den Coordinatenaxen für diejenige Kraft zu finden, mit welcher umgekehrt ein Stromelement ds auf einen geschlossenen Strom s' wirkt, ist es nur nöthig, dx', dy', dz' zu vertauschen mit dx, dy, dz, ingleichen statt $d\varphi$, $d\chi$, $d\psi$ die negativen Werthe $-d\varphi$, $-d\chi$, $-d\psi$ einzusetzen, und die Integrale sich über die ganze geschlossene Strombahn s' erstrecken zu lassen. Man erhält dann

$$\left.\begin{aligned} X' &= \frac{ii'}{2}\left[dz\int\frac{w^2\,d\psi}{r^3} - dy\int\frac{u^2\,d\varphi}{r^3}\right] \\ Y' &= \frac{ii'}{2}\left[dx\int\frac{u^2\,d\varphi}{r^3} - dz\int\frac{v^2\,d\chi}{r^3}\right] \\ Z' &= \frac{ii'}{2}\left[dy\int\frac{v^2\,d\chi}{r^3} - dx\int\frac{w^2\,d\psi}{r^3}\right] \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad 14).$$

III. Hieran reihen sich AMPÈRE's [15] Untersuchungen über die Wirkung des Querschnittes eines Magneten auf ein ausser ihm liegendes magnetisches Element.

Es seien zwei Flächen σ und σ^1 begrenzt von den Curven s und s'. Jede dieser Flächen werde in kleinste Flächenelemente vom Werthe $d^2\sigma$ und $d^2\sigma'$ zertheilt gedacht und über dieselben möge eine dünnste Schicht magnetischer Flüssig-

keit von derselben Art gleichmässig * und unveränderlich ausgebreitet sein, so dass beide Flächen eine abstossende Kraft auf einander ausüben. Wird nun das Maass der magnetischen Flüssigkeit, welche auf der Flächeneinheit ausgebreitet ist, für σ mit ε und für σ' mit ε' bezeichnet, und würden sich die Einheiten dieser Flüssigkeiten in der Einheit des Abstandes mit einem Kraftmaass $= \mu$ abstossen, so ist $\mu\varepsilon\varepsilon'$ das Maass der Kraft, mit welcher sich die Flächeneinheiten in der Einheit des Abstandes abstossen, und es ist

$$-\frac{\mu\varepsilon\varepsilon' d^2\sigma\, d^2\sigma'}{r^2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 1)$$

das Maass der Kraft, mit welcher sich die Flächenelemente $d^2\sigma$ und $d^2\sigma'$ in einem Abstand $= r$ abstossen, indem die Magnetkräfte bekanntlich im umgekehrten Verhältniss zum Quadrat ihrer Entfernung auf einander wirken. Bezeichnet man nun die rechtwinklichen Coordinaten von $d^2\sigma$ mit x, y, z und die von $d^2\sigma'$ mit x', y', z', so ist $r^2 = (x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2$ und es sind die parallel zu den drei Coordinatenaxen gerichteten Componenten jener Kraft ausgedrückt durch

$$\left.\begin{array}{ll} -\dfrac{\mu\varepsilon\varepsilon' d^2\sigma\, d^2\sigma'(x - x')}{r^3}, & -\dfrac{\mu\varepsilon\varepsilon' d^2\sigma\, d^2\sigma'(y - y')}{r^3}, \\ & -\dfrac{\mu\varepsilon\varepsilon' d^2\sigma\, d^2\sigma'(z - z')}{r^3} \end{array}\right\} \quad \ldots \quad 2)$$

Nun möge eine neue Fläche σ vom Umfang s gedacht werden, welche der ersteren parallel ist und von derselben nur einen äusserst kleinen senkrechten Abstand h hat. Auch sie werde in Elemente von dem Inhalt $d^2\sigma$ getheilt, und die Senkrechte h zwischen den entsprechenden $d^2\sigma$ beider Flächen mache mit den Richtungen der x, y, z bezüglich die Winkel ξ, η, ζ, so dass die Componenten von h parallel zu den Coordinatenaxen die Werthe

$$\delta x = h \cos\xi, \qquad \delta y = h\cos\eta, \qquad \delta z = h\cos\zeta \quad \ldots \quad 3)$$

haben. Ist die über die zweite Fläche σ ausgebreitete magnetische Flüssigkeit von derselben Dichtigkeit, aber von entgegengesetzter Art als die über die erste verbreitete, so erhält man die parallel zu den Coordinatenaxen gerichteten Bewegungsantriebe, welche nun $d^2\sigma'$ gleichzeitig von beiden zu einander gehörigen $d^2\sigma$ erfährt, wenn man die Formeln 2) bezüglich nach dx, dy, dz variirt und sie mit dem entgegengesetzten Vorzeichen versieht. Bezeichnen d^2X, d^2Y, d^2Z diese Bewegungsantriebe, so ist

$$d^2X = -\mu\varepsilon\varepsilon' d^2\sigma\, d^2\sigma'\, \delta\frac{x - x'}{r^3}$$

und unter Berücksichtigung der Werthe 3)

* Wegen der in §. 47 behandelten Ansichten muss darauf aufmerksam gemacht werden, dass Ampère noch nicht die Nothwendigkeit erkannt hatte, eine Abnahme der magnetischen Intensität von der Peripherie nach dem Centrum einer Querschicht anzunehmen.

$$\left.\begin{aligned} &= \mu \varepsilon \varepsilon' d^2\sigma\, d^2\sigma'\, h \cos\xi \left\{\frac{1}{r^3} - \frac{3(x-x')\frac{\delta r}{\delta x}}{r^4}\right\} \\ d^2 Y &= \mu \varepsilon \varepsilon' d^2\sigma\, d^2\sigma'\, h \cos\eta \left\{\frac{1}{r^3} - \frac{3(y-y')\frac{\delta r}{\delta y}}{r^4}\right\} \\ d^2 Z &= \mu \varepsilon \varepsilon' d^2\sigma\, d^2\sigma'\, h \cos\zeta \left\{\frac{1}{r^3} - \frac{3(z-z')\frac{\delta r}{\delta z}}{r^4}\right\} \end{aligned}\right\} \quad . \; . \; . \; 4).$$

Um diese Formeln auf polare Coordinaten zu übertragen, möge art in *Fig. 382* die von der Curve s umschlossene Fläche σ sein und $u\varrho\tau$ ihre Projection auf die Ebene der XY; ingleichen befinde sich in σ' das Element $d^2\sigma'$ und seine Projection auf die XY Ebene sei π. Es werde nun durch die der ZAxe parallele Linie $\sigma'\pi = z'$ eine Ebene $\sigma'\pi p m$ gelegt, welche bei ihrer Bewegung um die Linie $\sigma'\pi$ die Oberfläche in schmale Streifen schneidet, so dass z. B. $brta$ entsteht, wenn sie sich aus der eben angegebenen Lage in die Lage $\sigma'\pi p'm'$ bewegt. Befindet sich in m das Element $d^2\sigma$ und ist p seine Projection, so ist $\sigma'm = r$ und dessen Projection πp werde mit u bezeichnet. In ähnlicher Weise bedeuten v und w die Projectionen von r auf die yz und auf die xz Ebenen, und es mögen mit φ, χ, ψ die Winkel bezeichnet werden, welche u, v, w bezüglich mit den Richtungen der x, y, z machen. Zieht man zunächst blos die letzte der drei Gleichungen unter 4) in Erwägung, so ist wegen

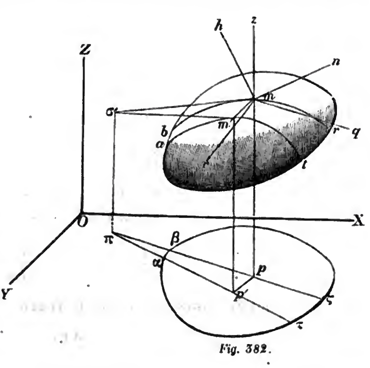


Fig. 382.

$$\left.\begin{aligned} d^2\sigma \cos\zeta &= u\, du\, d\varphi, \\ d^2 Z &= \mu \varepsilon \varepsilon' d^2\sigma'\, h u\, du\, d\varphi \left\{\frac{1}{r^3} - \frac{3(z-z')\frac{\delta r}{\delta z}}{r^4}\right\} \end{aligned}\right\} . \; . \; . \; 5).$$

Betreffend die Bedeutung von $(z-z')\frac{\delta r}{\delta z}$ diene das Folgende: Es werde pm nach z verlängert und durch m eine Parallele mq zu $\pi p = u$ gezogen, ingleichen werde die Senkrechte mv auf mz und mq gezogen. In der Linie mn durchschneide die Tangentialebene zur Fläche σ die Ebene zmq und mh senkrecht auf mn, so dass also die oben mit h bezeichnete Richtung in die Linie mh fällt. Sonach macht mn mit der Linie mz, mq und mv Winkel, deren Cosinusse bezüglich gegeben sind durch

$$\frac{dz}{\sqrt{dz^2 + du^2}}, \quad \frac{du}{\sqrt{dz^2 + du^2}} \text{ und } 0 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; 6).$$

Bezeichnet man ferner mit δt die Projection von h auf mv, so sind die Cosinusse, welche die auf mn Senkrechte mh mit denselben Richtungen mz, mq, mt macht, gegeben durch die Werthe

$$\frac{\delta z}{\sqrt{\delta z^2 + \delta u^2 + \delta t^2}}, \quad \frac{\delta u}{\sqrt{\delta z^2 + \delta u^2 + \delta t^2}}, \quad \frac{\delta t}{\sqrt{\delta z^2 + \delta u^2 + \delta t^2}} \quad . \quad . \quad . \quad 7).$$

Der Cosinus des Winkels zwischen mn und mh erhält sonach zum allgemeinen Ausdruck

$$\cos nmh = \frac{dz\,\delta z + du\,\delta u}{\sqrt{dz^2 + du^2}\sqrt{\delta z^2 + \delta u^2 + \delta t^2}}.$$

Da aber nmh ein rechter Winkel, also $\cos nmh = 0$, so ist auch

$$dz\,\delta z + du\,\delta u = 0$$

$$\frac{dz}{du} = -\frac{\delta u}{\delta z} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8).$$

Ferner ist wegen

$$r^2 = (z - z')^2 + u^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 9)$$

$$r\,\delta r = (z - z')\,\delta z + u\,\delta u$$

und

$$r\,dr = (z - z')\,dz + u\,du,$$

woraus

$$-\frac{\delta u}{\delta z} = \frac{z - z'}{u} - \frac{r}{u}\frac{\delta r}{\delta z},$$

$$\frac{dz}{du} = \frac{r}{z - z'}\frac{dr}{du} - \frac{u}{z - z'}.$$

Aus beiden letzten Gleichungen und wegen 8) und 9) ergiebt sich aber

$$(z - z')\frac{\delta r}{\delta z} = r - u\frac{dr}{du} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 10).$$

Wird dieser Werth in 5) eingesetzt, so erhält man

$$\left.\begin{aligned} d^2 Z &= \mu\varepsilon\varepsilon'\,d^2\sigma'\,hu\,du\,d\varphi\left\{\frac{3u\dfrac{dr}{du}}{r^4} - \frac{2}{r^3}\right\} \\ &= \mu\varepsilon\varepsilon'\,d^2\sigma'\,h\,d\varphi\left\{\frac{3u^2\,dr}{r^4} - \frac{2u\,du}{r^3}\right\} \\ &= -\mu\varepsilon\varepsilon'\,d^2\sigma'\,h\,d\varphi\,d\frac{u^2}{r^3} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 11).$$

Setzt man hierin $h\varepsilon = g$ und integrirt, so ergiebt sich für die Wirkung des Streifens $brta$ auf das Element in σ'

$$dZ = -\mu g\varepsilon'\,d^2\sigma'\,d\varphi\left\{\frac{u_2^2}{r_2^3} - \frac{u_1^2}{r_1^3}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 12).$$

wo $u_1 = n\beta$, $u_2 = n\varrho$, $r_1 = \sigma' b$, $r_2 = \sigma' r$ die Integrationsgrenzen bezeichnen. Durch eine abermalige Integration dieser Gleichung nach $d\varphi$ zwischen den äusser-

sten Grenzen, welche u, r und φ annehmen, sobald von π und σ' Tangenten an die Curven gezogen werden, erhält man die Wirkung der ganzen Fläche σ auf das Element $d^2\sigma'$. Diese ist aber auch, wie man leicht ersicht, gegeben durch

$$Z = -\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \int \frac{u^2\, d\varphi}{r^3} \quad \ldots \ldots \quad 13\text{a}),$$

wenn das Integral für den ganzen Umfang der Curve s genommen wird. Nun ist aber $u^2\, d\varphi = (x - x')\, dy - (y - y')\, dx$ und somit auch

$$Z = -\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \int \frac{(x - x')\, dy - (y - y')\, dx}{r^3} \quad \ldots \quad 13\text{b}).$$

In ähnlicher Weise findet man

$$\left.\begin{aligned} Y &= -\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \int \frac{w^2\, d\psi}{r^3} \\ &= -\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \int \frac{(z - z')\, dx - (x - x')\, dz}{r^3} \\ X &= -\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \int \frac{v^2\, d\chi}{r^3} \\ &= -\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \int \frac{(y - y')\, dz - (z - z')\, dx}{r^3} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad 13\text{c}).$$

Diese Formeln stellen also die Kraft dar, mit welcher die beiden sehr nahen und einander parallelen von der Curve s umschlossenen Oberflächen σ, über welche entgegengesetzte magnetische Flüssigkeiten in gleicher Intensität ausgebreitet sind, auf ein magnetisches Element $d^2\sigma'$ wirken. Da nun diese Gleichungen unabhängig sind von der Gestalt der Oberflächen σ, vielmehr nur abhängen von der Ausdehnung und der Gestalt des Umfanges s, so gelten demnach die Coordinaten x, y, z nur für die Punkte der Curve s. — Wäre ferner die Oberfläche σ nicht von einer Curve s begrenzt, sondern schlösse sie selbst einen Raum ab, so würde in Gleichung 12) $u_1 = u_2$, $r_1 = r_2$ sein, es wäre also dZ und somit auch Z und in ähnlicher Weise wären auch Y und X in den Gleichungen 13) gleich Null. **Eine rings geschlossene Oberfläche also, welche aussen z.B. gleichmässig nordpolarisch und innen gleichmässig südpolarisch magnetisirt wäre, würde weder anziehend noch abstossend auf ein entferntes magnetisches Theilchen wirken.**

Da die drei Kräfte X, Y, Z durch den Punkt σ' gehen, so müssen sie sich zu einer einzigen Resultante

$$R = \pm \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$$

vereinigen lassen.

IV. Aus den Ergebnissen der Nummern II und III lässt sich nun erweisen, **dass die Gesetze für die Wirkung einer magnetischen Querschicht σ auf ein ausserhalb derselben liegendes magnetisches Element $d^2\sigma'$ oder auf einen an derselben Stelle befindlichen Solenoidpol identisch sind mit denen für die Wirkung eines geschlossenen Stromleiters, welcher dem Umfang s jener Querschicht in Gestalt, Grösse und Lage gleich ist, auf dasselbe Element oder denselben Solenoidpol.**

In *Fig. 383* (S. 716) bedeute ab ein Stromelement von der Länge ds, welches von einem Punkte p um die Länge $ap = r$ absteht und mit dieser

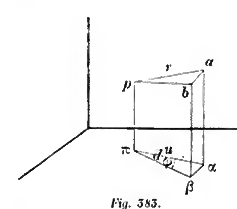


Fig. 383.

Verbindungslinie einen Winkel $pab = \vartheta$ bildet, so dass der Flächeninhalt des Sectors apb gleich $\frac{r\,ds\,\sin\vartheta}{2}$ ist. Auf das Element wirke von p her eine hypothetische Kraft ein von der Stärke

$$\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \frac{ds \sin\vartheta}{r^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

und so beschaffen, dass sie das Element senkrecht zum Sector apb bewegen würde. Haben nun die Componenten dieser Kraft parallel zu den Axen der Z, Y, X bezüglich die Werthe

$$\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \frac{u^2\,d\varphi}{r^3}, \qquad \mu g \varepsilon' d^2\sigma' \frac{w^2\,d\psi}{r^3}, \qquad \mu g \varepsilon' d^2\sigma' \frac{v^2\,d\chi}{r^3} \quad . \quad . \quad 2a),$$

wo u, v, w die Projectionen von r auf die Ebenen der XY, der YZ und XZ und φ, χ, ψ die Winkel bedeuten, welche diese Projectionen mit den Axen X, Y, Z bilden, so werden die Bewegungsantriebe, welche p von ds parallel zu den Coordinatenaxen erfährt, wenn ersteres beweglich, letzteres fest gedacht wird, offenbar dieselben Grössen haben, aber mit dem entgegengesetzten Vorzeichen zu versehen sein. Dieselben sind sonach ausgedrückt durch

$$-\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \frac{u^2\,d\varphi}{r^3}, \quad -\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \frac{w^2\,d\psi}{r^3}, \quad -\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \frac{v^2\,d\chi}{r^3} \quad . \quad . \quad 2b)$$

und somit sind die Componenten parallel zu den Axen der Z, Y, X für die ganze von s auf p wirkende Kraft ausgedrückt durch

$$\left.\begin{aligned} Z &= -\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \int \frac{u^2\,d\varphi}{r^3}, \\ Y &= -\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \int \frac{w^2\,d\psi}{r^3}, \\ X &= -\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \int \frac{v^2\,d\chi}{r^2} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

Das Drehungsmoment aber, welches jene Einzelkräfte auf den Punkt p ausüben, ist gleich der Summe aller Drehungsmomente, welche von den einzelnen Elementen ausgeübt werden, deren Coordinaten x, y, z sein mögen. Sonach sind die Drehungsmomente bezogen auf die Axen der X, Y, Z bezüglich gleich

$$\left.\begin{aligned} &-\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \left\{\int z \frac{w^2\,d\psi}{r^3} - \int y \frac{u^2\,d\varphi}{r^3}\right\} \\ &-\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \left\{\int x \frac{u^2\,d\varphi}{r^3} - \int z \frac{v^2\,d\chi}{r^3}\right\} \\ &-\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \left\{\int y \frac{v^2\,d\chi}{r^3} - \int x \frac{w^2\,d\psi}{r^3}\right\} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4).$$

Befindet sich nun an der Stelle p, deren Coordinaten $= x' y' z'$ sind, ein magnetisches Element, und ist der von s umflossene Raum eine magnetische Querschicht wie solche in der Nummer III näher definirt wurde, so sind, wie aus den dortigen Formeln 13) im Vergleich mit den obigen Formeln 3) hervorgeht, die Componenten

der zwischen der Querschicht und dem magnetischen Element wirksamen Kraft identisch mit denjenigen der der Strombahn s beigelegten hypothetischen Kraft. Dagegen bekommen aber die auf die Axen der X, Y, Z bezogenen und auf $d^2\sigma$ wirkenden Drehungsmomente die Ausdrücke

$$\left.\begin{aligned} Yz' - Zy' &= -\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \left\{ z'\int\frac{w^2\,d\psi}{r^3} - y'\int\frac{u^2\,d\varphi}{r^3}\right\} \\ Zx' - Xz' &= -\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \left\{ x'\int\frac{u^2\,d\varphi}{r^3} - z'\int\frac{v^2\,d\chi}{r^3}\right\} \\ Xy' - Yx' &= -\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \left\{ y'\int\frac{v^2\,d\chi}{r^3} - x'\int\frac{w^2\,d\psi}{r^3}\right\} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad 5).$$

Es würde also durch die Verschiedenheit der Formeln 5) und 4) ein Unterschied begründet sein zwischen jener hypothetischen Kraft und der von der magnetischen Querschicht σ auf das magnetische Element $d^2\sigma'$ ausgeübten Kraft. Doch ist das nur scheinbar. Denn man erhält z. B. durch Subtraction der ersten Gleichung unter 4) von der entsprechenden unter 5), mit Berücksichtigung des Umstandes, dass z' und y' constante Grössen sind, und wenn man $\mu g \varepsilon' d^2\sigma'$ einstweilen $= \alpha$ setzt

$$\alpha\left\{\int\frac{(z-z')\,w^2\,d\psi}{r^3} - \int\frac{(y-y')\,u^2\,d\varphi}{r^3}\right\},$$

was durch Einsetzung der Werthe für $w^2\,d\psi$ und $u^2\,d\varphi$ aus N. III, Gleichung 13),

$$= \alpha\int\frac{(z-z')^2\,dx - (x-x')\,[(z-z')\,dz + (y-y')\,dy] + (y-y')^2\,dx}{r^3}$$

und für

$$r^2 = (x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2,$$

also

$$r\,dr = (x-x')\,dx + (y-y')\,dy + (z-z')\,dz,$$

$$= \alpha\int\frac{r^2\,dx - (x-x')\,[(x-x')\,dx + (y-y')\,dy + (z-z')\,dz}{r^3}$$

$$= \alpha\int\frac{r\,dx - (x-x')\,dr}{r^2} = \alpha\left\{\frac{x_2-x'}{r_2} - \frac{x_1-x'}{r_1}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6),$$

wo x_1, x_2, r_1, r_2 die zueinander gehörigen Grenzen des Integrals bedeuten. Unter der stets beibehaltenen Voraussetzung aber, dass s eine geschlossene Curve sei, ist $x_1 = x_2$, $r_1 = r_2$ und somit wird der vorstehende Werth gleich Null. Dasselbe findet sich für die andern zueinander gehörigen Drehungsmomente. Es sind also die absoluten Werthe der unter den Gleichungen 4) und 5) dargestellten Drehungsmomente einander gleich, und somit ist jene hypothetische Wirkung des geschlossenen Stromes s dieselbe, als diejenige, welche eine von der Curve s umschlossene magnetische Querschicht σ ausübt.

Die oben unter Gleichung 4) zu Grunde gelegte hypothetische Kraft auf das Leiterelement ds ist nun dieselbe, welche auf das Leiterelement ausgeübt werden würde, wenn sich an der Stelle p der Pol eines unbegrenzten Solenoids befände. Denn aus Gleichung 8) in §. 28, N. III, S. 278, geht hervor, dass dieser auf ein Leiterelement mit einer Stärke wirkt, welche proportional ist dessen Länge, proportional dem Sinus des Winkels zwischen dem Element und der Verbindungslinie und welche umgekehrt proportional ist dem Quadrate des Abstandes zwischen Pol

und Element. Ausserdem entspricht aber die Annahme auch dem Umstand, dass die vom Solenoidpol auf das Leiterelement wirkende Kraft senkrecht auf der Wirkungsebene *mab* steht. Nimmt man hinzu, dass infolge des Nachweises in N. III statt des Solenoidpoles der Pol eines magnetischen Elementes an die Stelle *m* ohne Aenderung der Wirkung gesetzt werden kann, so wäre erwiesen, was der zu Anfang dieser Nummer ausgesprochene Satz verlangte.

V. Wie in den vorigen Nummern gezeigt wurde, ist die Wirkung eines Poles $d^2\sigma'$ von einem magnetischen Element oder von einem Solenoid auf eine magnetische Querschicht σ dieselbe, als ob statt der letzteren die Bahn s eines galvanischen Stromes substituirt würde, welcher die Querschicht umschliesst, und auf dessen Elemente Kräfte wirken, deren Componenten nach den Axen der Z, Y, X ausgedrückt sind durch

$$\left.\begin{aligned} \mu g \varepsilon' d^2\sigma' \frac{u^2\, d\varphi}{r^3} &= -\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \frac{(x'-x)\,dy-(y'-y)\,dx}{r^3}, \\ \mu g \varepsilon' d^2\sigma' \frac{w^2\, d\psi}{r^3} &= -\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \frac{(z'-z)\,dx-(x'-x)\,dz}{r^3}, \\ \mu g \varepsilon' d^2\sigma' \frac{v^2\, d\chi}{r^3} &= -\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \frac{(y'-y)\,dz-(z'-z)\,dy}{r^3} \end{aligned}\right\} \quad \ldots 1)$$

Es wird ferner vorausgesetzt, dass die Resultante aus diesen Werthen senkrecht steht auf den Ebenen, in welchen gleichzeitig die Leiterelemente ds und ihre Verbindungslinien mit $d^2\sigma'$ liegen. Nach diesen Voraussetzungen soll nun bewiesen werden, dass, wenn sich der Pol $d^2\sigma'$ zu einer magnetischen Querschicht σ' erweitert, die von der andern Querschicht σ auf sie wirkende Kraft ebenso gross ist, als wenn die Umgrenzungen beider s und s' von galvanischen Strömen umflossen würden, und diese Strombahnen auf einander wirkten.

Es sei also $d^2\sigma'$ ein Element einer Fläche σ', auf welcher magnetische Kraft einerlei Art gleichmässig ausgebreitet ist. Ihr sehr nahe liege eine gleiche Fläche, welche gleichzeitig mit der vorigen durch die Curve s' begrenzt ist, und über welche die magnetische Kraft der entgegengesetzten Art mit gleicher Intensität verbreitet sei. Das Maass der senkrechten sehr kleinen Abstände zweier entsprechender Elemente $d^2\sigma'$ dieser Flächen sei h', die Richtung von h' mache mit den Coordinaten x', y', z' von $d^2\sigma'$ bezüglich die Winkel ξ', η', ζ', und es möge

$$h'\cos\xi' = \delta x', \qquad h'\cos\eta' = \delta y', \qquad h'\cos\zeta' = \delta z'$$

gesetzt werden. Sonach sind die Componenten der gemeinschaftlichen Wirkung der beiden entsprechenden $d^2\sigma'$ ausgedrückt durch Formeln, wie die folgende für die x Componente giltige, aus welcher sich die andern durch Versetzung der Buchstaben leicht ergeben werden:

$$-\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \left\{ \frac{(y'-y+\delta y')\,dz-(z'-z+\delta z)\,dy}{(r+\delta r)^3} + \frac{(y'-y)\,dz-(z'-z)\,dy}{r^3} \right\} \ldots 2)$$

Durch Entwickelung von $(r+\delta r)^{-3}$ und Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnungen geht dieser Werth über in

$$\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \left\{ h'\cos\zeta' \left(\frac{1}{r^3} - \frac{3(z'-z)\frac{\delta r}{\delta z'}}{r^4} \right) dy - h'\cos\eta' \left(\frac{1}{r^3} - \frac{3(y'-y)\frac{\delta r}{dy'}}{r^4} \right) dz \right\} \ldots 3)$$

und hieraus lässt sich durch Integration über die ganze Fläche σ' das Maass für die Kraft finden, mit welcher sie parallel zur Axe der x auf ds wirkt. Um diese Integration für einen der beiden Theile durchzuführen, etwa für

$$\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \cdot h' \cos\zeta' \left(\frac{1}{r^3} - \frac{3(z'-z)\frac{dr}{\delta z'}}{r^4}\right) dy \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4\text{a}),$$

mag daran erinnert werden, dass schon in N. III, Gleichung 5) und 10),

$$d^2\sigma \cos\zeta = u\, du\, d\varphi$$

und

$$(z - z')\frac{\delta r}{\delta z} = r - u\frac{dr}{du}$$

gefunden wurde, wo r die Verbindungslinie zwischen $d^2\sigma'$, u ihre Projection auf die Ebene der XY und φ den Winkel bedeute, welchen letztere mit der Axe der x beschrieb. Die letzten Werthe auf den vorliegenden Fall übertragen giebt

$$d^2\sigma' \cos\zeta' = -\, u\, du\, d\varphi$$

und

$$(z' - z)\frac{\delta r}{\delta z'} = r - u\frac{dr}{du}.$$

Setzt man wie in N. III, Gleichung 12), gleichzeitig das magnetische Moment $h'\varepsilon' = g'$, so erhält man statt 4a)

$$-\,\mu g g'\, d\varphi\, dy\, d\,\frac{u^2}{r^3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4\text{b}),$$

was zwischen den Grenzen u_1 und u_2 sowie r_1 und r_2 integrirt in

$$-\,\mu g g'\, d\varphi\, dy \left(\frac{u_2^2}{r_2^3} - \frac{u_1^2}{r_1^3}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5)$$

übergeht. Zur Gewinnung dieses Werthes mussten wir uns die Fläche σ' in schmale Streifen zerlegt denken, welche zwischen zwei benachbarten, unter dem Winkel $d\varphi$ sich gegen einander neigenden und in dem z des Stromelementes ds sich schneidenden Ebenen enthalten sind. Da aber in dem vorstehenden Integral nur noch die von dem Umfang der Fläche σ' abhängigen Werthe vorhanden sind, während die Gestalt der Fläche ohne Einfluss bleibt, so hat sich eine abermalige Integration des vorigen Werthes blos auf den geschlossenen Umfang s' der magnetischen Querschicht zu beschränken, und man erhält somit

$$-\,\mu g g'\, dy \int \frac{u^2\, d\varphi}{r^3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6).$$

Verfährt man in ähnlicher Weise mit dem andern Theil des Ausdruckes unter 3), so erhält man für ihn

$$-\,\mu g g'\, dz \int \frac{w^2\, d\psi}{r^3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7).$$

Die Differenz von 6) und 7) oder

$$X' = \mu g g' \left[dz \int \frac{w^2\, d\psi}{r^3} - dy \int \frac{u^2\, d\varphi}{r^3}\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8\text{a})$$

drückt sonach die parallel zur XAxe gerichtete Componente derjenigen Kraft aus, mit welcher eine magnetische Querschicht σ' vom Umfang s' auf ein Element ds eines geschlossenen Stromes s wirkt. Durch einfache Veränderung der Zeichen erhält man für die parallel zur YAxe und zur ZAxe gerichteten Componenten derselben Kraft

$$Y' = \mu g g' \left[dx \int \frac{u^2\, d\varphi}{r^3} - dz \int \frac{v^2\, d\chi}{r^3} \right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8\text{b})$$

$$Z' = \mu g g' \left[dy \int \frac{v^2\, d\chi}{r^3} - dx \int \frac{w^2\, d\psi}{r^3} \right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8\text{c}).$$

Vergleicht man aber die hier unter 8) gefundenen Werthe mit denen in N. II unter 14) verzeichneten, so sind dieselben, wie der oben ausgesprochene Satz verlangt, identisch, wenn

$$\mu g g' = \frac{i i'}{2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 9)$$

gesetzt wird. War aber in N. III nachgewiesen worden, dass die Wirkungsweise des Poles eines magnetischen Elementes auf eine abseits von ihm liegende magnetische Querschicht keine Aenderung erfährt, wenn man statt letzterer eine sie umschliessende Strombahn substituirt, in welcher ein Strom von der näher bezeichneten Intensität umläuft, — und ist hier gezeigt worden, dass ein Element dieser Strombahn auf eine magnetische Querschicht, von welcher jenes magnetische Element ein Theil ist, ebenso wirkt, als wenn man statt dieser Querschicht eine sie umschliessende Strombahn substituirt, in welcher ein Strom von der näher bezeichneten Intensität umläuft: — so geht daraus hervor, dass zwei magnetische Querschichten mit derselben Kraft auf einander einwirken, wie zwei geschlossene Ströme, die mit den Umfängen jener Querschichten zusammenfallen, und deren Intensitäten die unter 9) gestellte Bedingung erfüllen.

Dieser Satz drückt in aller Allgemeinheit das aus, was Ampère mit seiner Theorie bezweckte, nämlich statt der Annahme zweier entgegengesetzter Magnetkräfte, die Annahme von geschlossenen Strömen zu substituiren, deren Ebenen auf der Vertheilungsrichtung der ersteren senkrecht stehen.

VI. In N. IV wurde das Drehungsmoment berechnet, welches ein Pol eines magnetischen Elementes oder eines unbegrenzten Solenoids von einem geschlossenen und unveränderlichen Strom erfährt, sowie dasjenige, welches von einer magnetischen Querschicht auf ihn ausgeübt wird, wenn diese der vom Stromleiter umgrenzten Fläche gleich ist und sich an derselben Stelle befindet. Beide Drehungsmomente wurden einander gleich befunden. Ein galvanischer Stromleiter muss aber auf einem ausser ihm befindlichen* Magnetpol stets als ein geschlossener Strom wirken, weil ein ungeschlossener Strom nicht möglich ist. Das beweist der in *Fig. 172* auf S. 302 dargestellte Versuch Ampère's, bei welchem der leichtbeweglich aufgehangene Magnet *ns* keine Drehung erfährt, wenn auch der Stromtheil *ocb* unter seinem Einfluss rotirt. Für die auf die Coordinatenaxen bezogenen Drehungsmomente des Poles gelten also unter allen Umständen die Formeln 5) in N. IV, deren Identität mit den Formeln 4) für den Fall eines geschlossenen Stromes nachgewiesen wurde. Das von dem Pol auf den ganzen Umlauf geübte Moment ist sonach diesem gleich.

* Anders ist es, wenn ein Antheil des Stromes durch den Magneten geht oder wenigstens mit ihm sich bewegen kann.

aber entgegengerichtet, folglich sind zu diesem Zweck die Formeln 5) mit dem entgegengesetzten, also mit dem positiven Vorzeichen zu versehen.

Bedeutet nun in *Fig. 384* abc einen solchen Stromumlauf, dessen einer Theil acb feststeht, während der andere Theil ab beweglich ist, so werden sich die auf die Coordinatenaxen bezogenen Momente des letzteren ergeben, wenn von denen des ganzen Stromes die des festen Antheiles acb in Abzug kommen. So lange es aber unbestimmt bleibt, ob auf den Magnetpol ein geschlossener oder ein ungeschlossener Strom wirkt, können nur die Formeln 4) in Anwendung gebracht werden. Sie drücken nämlich die Momente aus, welche der Pol von dem Strom erfährt; werden sie aber mit entgegengesetztem (also mit dem positiven) Vorzeichen versehen, so drücken sie die Momente aus, welche umgekehrt der Strom von dem Pol erfährt. Um hiernach die Rechnung zunächst für das auf die X Axe bezogene Moment durchzuführen, ist von

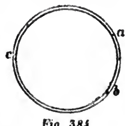


Fig. 384.

$$+\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \left\{ z' \int \frac{\omega^2\, d\psi}{r^3} - y' \int \frac{u^2\, d\varphi}{r^3} \right\}$$

abzuziehen

$$+\mu g \varepsilon' d^2\sigma' \left\{ \int z \frac{\omega^2\, d\psi}{r^3} - \int y \frac{u^2\, d\varphi}{r^3} \right\} \quad \ldots\ldots \quad 1).$$

Wird einstweilen $\mu g \varepsilon' d^2 \sigma' = a$ gesetzt, werden für $\omega^2\, d\psi$ und $u^2\, d\varphi$ deren Werthe $(z - z')\, dx - (x - x')\, dz$ und $(x - x')\, dy - (y - y')\, dx$ substituirt und erwägt man, dass z', y', x' als constante Grössen auch unter dem Integralzeichen stehen können, so ergiebt sich nach den bei Herleitung der Formel 6) in N. IV befolgten Entwickelungen

$$+ a \int \frac{(z' - z)\{(z - z')\, dx - (x - x')\, dz\} - (y' - y)\{(x - x')\, dy - (y - y')\, dx\}}{r^3}$$

oder

$$- a \int \frac{(z - z')^2\, dx - (x - x')\{(z - z')\, dz + (y - y')\, dy + (x - x')\, dx\} + (y - y')^2\, dx + (x - x')^2\, dx}{r^3}$$

oder

$$- a \int \frac{r\, dx - (x - x')\, dr}{r^2} = - a \left(\frac{x - x'}{r} + C \right).$$

Dieser Werth ist für die dem Stromtheil acb zugehörigen Grenzen zu bestimmen. Haben sonach x, y, z und r für den Punkt a die Werthe x_2, y_2, z_2, r_2 und für den Punkt b die Werthe x_1, y_1, z_1, r_1, so ist das auf die Axe der X bezogene Drehungsmoment des Stromtheiles ba

$$= - a \left(\frac{(x_1 - x')}{r_1} - \frac{x_2 - x'}{r_2} \right)$$

oder

$$= + a \left(\frac{x_2 - x'}{r_2} - \frac{x_1 - x'}{r_1} \right) \quad \ldots\ldots\ldots \quad 2a).$$

In analoger Weise finden sich die auf die Axen der Y und Z bezogenen Drehungsmomente

$$= + a \left(\frac{y_2 - y'}{r_2} - \frac{y_1 - y'}{r_1} \right) \ldots\ldots\ldots \quad 2b)$$

und

$$= + a \left(\frac{z_2 - z'}{r_2} - \frac{z_1 - z'}{r_1} \right) \ldots\ldots\ldots \quad 2c).$$

Um das Gesagte auf einen concreten Fall zu übertragen, möge die Axe der Z die Drehungsaxe sein, und der Magnetpol sich in derselben Axe befinden. Wird dann der Winkel, welchen die Verbindungslinie r_1 (zwischen dem Punke x_1, y_1, z_1 und dem Magnetpol) mit der Z Axe macht, durch Θ_1 und derjenige, welchen die Verbindungslinie r_2 (zwischen dem Punkte x_2, y_2, z_2 und dem Magnetpol) mit der Z Axe durch Θ_2 bezeichnet, so ist $\frac{z_2 - z'}{r_2} = \cos \Theta_2$ und $\frac{z_1 - z'}{r_1} = \cos \Theta_1$ und die Formel 2c) für das Moment der Drehung um die Z Axe geht über in

$$u (\cos \Theta_2 - \cos \Theta_1) \quad \ldots \ldots \ldots \quad 3).$$

Liegt der zu jenem Magnetpol gehörige entgegengesetzte Magnetpol, oder der andere Pol eines begrenzten Solenoids ebenfalls in der Z Axe und werden die Winkel zwischen der Z Axe und dessen Verbindungslinien r_1 und r_2 mit den Endpunkten des beweglichen Leitertheiles durch Θ'_1 und Θ'_2 bezeichnet, so erfährt der bewegliche Leitertheil durch diesen Pol ein Drehungsmoment gleich

$$- u (\cos \Theta'_2 - \cos \Theta'_1) \quad \ldots \ldots \ldots \quad 4).$$

Unbeschadet der Genauigkeit kann man im vorliegenden Fall einen ganzen Magneten statt des begrenzten Solenoids substituiren, und dieser setzt sonach gleich dem Solenoid mit beiden Polen gemeinschaftlich den beweglichen Leiter mit einer Kraft in Drehung, welche ausgedrückt ist durch die Summe von 3) und 4) oder durch

$$u (\cos \Theta_2 - \cos \Theta_1 - \cos \Theta'_2 + \cos \Theta'_1) \quad \ldots \ldots \quad 5).$$

Diese Formel wird aber nach Gleichsetzung der constanten Coefficienten identisch mit der blos nach den Beobachtungsergebnissen und ohne theoretische Voraussetzung entwickelten Formel 4) in §. 29, N. VII auf S. 300. Lassen sich sonach alle aus jener Formel gezogenen Schlüsse auch aus dieser herleiten, so wären somit auch die Gesetze der elektromagnetischen Rotationen auf die AMPÈRE'sche Theorie zurückgeführt.

VII. Nach den allgemeinen Erörterungen mag noch eine Zurückführung einzelner Fälle von elektromagnetischen Rotationen auf die AMPÈRE'sche Theorie folgen. Die Bewegung eines stromleitenden flüssigen Körpers um einen innerhalb derselben fest stehenden Magnetpol, wie in §. 29, N. V, und umgekehrt, die Bewegung eines Magneten um seine Axe, wenn er sich wie in *Fig. 156* auf S. 292 in einer Flüssigkeit befindet, die ihm den Strom von allen Seiten zuführt, erklärt AMPÈRE [16] nach dem Princip der Bewegung begrenzter Leiter, welche senkrecht auf unbegrenzten stehen (vergl. §. 23, N. IV auf S. 212). Der Magnet lässt sich in jedem Querschnitt als ein seinen Umfang umgebender geschlossener Strom, also als ein unbegrenzter Leiter betrachten. Die umgebende Flüssigkeit wird als begrenzter Leiter betrachtet, indem sie von allen Seiten her dem Magneten Ströme zuführt, oder sie von ihm fortführt. Im ersten Falle muss also die Flüssigkeit den AMPÈRE'schen Strömen entgegen rotiren, im letzten aber in demselben Sinne, in welchem diese fliessend gedacht werden.

Der unter *Fig. 160* und *161* auf S. 294 dargestellte Versuch hat nach AMPÈRE's Theorie dieselbe Bedeutung wie der aus *Fig. 111* auf S. 213 ersichtliche, wenn man die Magnete als Aggregate von geschlossenen Strömen betrachtet, die sie in dem Sinn umgeben, welcher durch die Pfeile auf der *Fig. 161* angedeutet ist.

Ingleichen führt AMPÈRE [17] die von FARADAY entdeckte Rotation eines Magneten um einen Leiter, wie sie in *Fig. 155 a* auf S. 291 dargestellt wurde, zurück auf die Rotation des Leiters *Setft'p* in *Fig. 186* auf S. 317. Ist nämlich bei dem Magneten der Südpol nach oben gekehrt, so ist jeder Querschnitt als ein geschlossener

Strom zu betrachten, dessen Richtung den am Kreise *tft'e* in *Fig. 187* auf S. 317 gezeichneten Pfeilen entspricht. Ist der Magnet mit Firniss überzogen und schwimmt auf der den Mittelpunkt p dieser Figur umgebenden Quecksilberfläche, so wird er sich also ganz so verhalten, wie der dort in Betracht gezogene und mit einem isolirenden Einsatz versehene Kreisstrom, also auch (im Wesentlichen wenigstens) nach denselben Gesetzen rotiren. Ist er aber nicht mit isolirendem Firniss überzogen, so wird er von einem Antheil der radialen Ströme des Quecksilbers durchflossen. Die bewegende Wirkung dieser Antheile auf den Magneten wird aber von der Rückwirkung des Magneten auf diese Antheile aufgehoben, so dass diese aus der Gesammtwirkung aller radialen Ströme austreten und somit das für den isolirten Magneten erörterte Verhältniss wieder herstellen. Ausser dem Einfluss der radialen Ströme im Quecksilber wirkt auf den Magneten auch noch der übrige Antheil des ganzen geschlossenen Stromumlaufes, doch ist in jenen der wesentliche Antheil der Gesammtwirkung zu suchen.

VIII. Die unleugbare Consequenz in der Beweisführung verschaffte Ampère den Sieg seiner Theorie über die Spannungstheorie. Doch geschah das wesentlich um desswillen, weil das Verhalten der Magnetkräfte noch zu wenig untersucht war, um solche Einwände beizubringen, welche wie die folgenden sich seitens der ampère'schen Theorie nicht beseitigen liessen.

Zunächst müsste, wie Erman [18] anführt, unter der Voraussetzung einer Identität der magnetischen und galvanischen Kräfte ein Magnet einen Einfluss auf die Stromstärke haben, wenn er ruhend sich im Schliessungsbogen einer Kette befindet, gerade so wie der Strom einen Einfluss auf den Magnetismus äussert. Sieht man aber ab von der Identität, so finden sich leicht Analogien unter bekannten Erscheinungen für das wahre Verhalten. So ändert zwar ein Luftzug die Bahn eines fallenden Steines, und umgekehrt bewirkt der fallende Stein einen Luftzug; der ruhende Stein jedoch bringt die Luft nicht in Bewegung. Mehr noch bringt bewegte Luft die Windfahne in eine Gleichgewichtslage, wogegen die in der Gleichgewichtslage befindliche Windfahne keinen Luftzug veranlasst.

Ein anderer Beweis, dass ein elektrodynamischer Schraubendrath kein Magnet sei, wird von Poggendorff [19] durch folgendes Experiment gegeben. Ein hohler Magnetstab mit einer Glasröhre ausgefüttert wurde mit dem Nordpol nach oben gehalten, und eine leichte magnetisirte Nähnadel von etwa 9 Linien Länge mit ihrem Südpol vorsichtig von oben hineingeschoben. Letztere blieb alsdann an dem obern Ende in der Luft schweben, und stieg sogar wieder aufwärts, wenn sie hinabgedrückt wurde. Verfuhr man ebenso mit einem Schraubendrath, so begab sich die Nadel sofort nach der Mitte desselben.

Dazu kommt der schon oben angeführte Umstand, dass die Pole eines Magneten nicht an den Enden, die Pole eines Schraubendrathes aber in der Ebene der letzten Windungen liegen. Hat auch Ampère diesen Einwand durch die Annahme beseitigt, dass entweder die Ebenen der an den Polen verlaufenden Molecularströme eine Neigung gegen die Magnetaxe haben, oder dass die Intensität dieser Ströme vom Aequator nach den Polen abnehme, so fehlt doch immerhin der Nachweis, wesswegen diese Abweichungen eintreten müssen.

Alle diese Einwände kommen nun auf den einen hinaus, den ich in Folgendem hervorhob [20]: die ampère'sche Theorie ist zwar im Stande, alle Erscheinungen der polaren Wirkungen zwischen Magneten unter sich und gegen galvanische Ströme, sowie alle Erscheinungen der Magnetoinduction zu erklären, sie ist aber nicht im Stande, die Erscheinungen der magnetischen Vertheilung zu erklären. Nach dieser Theorie sieht man nämlich entweder die Molecule eines Magneten an als Bahnen, in denen die hypothetischen Ströme durch verschiedene Ursachen erregt werden können, oder

man betrachtet sie als dauernd von Strömen umflossen, deren Ebenen im unmagnetischen Zustand alle beliebigen Lagen haben, im magnetischen aber parallel zu einander geordnet sind. Gegen die erste Annahme spricht sofort, dass ein constanter galvanischer Strom in einem benachbarten geschlossenen Leiter (wohl momentane Inductionsströme, jedoch) niemals dauernde Ströme hervorzurufen im Stande ist. Das müsste aber der Fall sein, wenn die hypothetischen Ströme eines Magneten ein benachbartes Eisenstück dadurch magnetisirten, dass sie in dessen Theilchen ebenfalls dauernde Ströme hervorriefen. — Die zweite Annahme ist aber ebenfalls unzulässig: Zwei ebene geschlossene Ströme üben auf einander ein solches Drehungsmoment aus, dass sie, um ihren Schwerpunkt beweglich gemacht, nur in dem einen Fall eine stabile Gleichgewichtslage annehmen, in welchem ihre Ebenen einander parallel sind und ihre Ströme in demselben Sinn verlaufen. Sind nun *a*, *b* und *c* in *Fig. 385* drei solche Ströme, deren letztere von ersterem gleichweit abstehen und zwar so, dass *bac* einen rechten Winkel bildet, so wird, in Abwesenheit von *c*, sich *a* und *b* parallel stellen, in Abwesenheit von *b* werden sich *a* und *c* parallel stellen, bei Gegenwart beider nimmt endlich *a* eine Mittelrichtung zwischen beiden bezeichneten an. Wie in diesem einfachen Fall lässt sich nun allerdings eine Anordnung der AMPÈRE'schen Elementarströme, also eine gewisse Form des daraus hervorgehenden Körpers denken, bei welcher die Lagen der Stromebenen eine gegenseitige Vernichtung ihrer Wirkung nach aussen hervorbringen. Hat aber der Körper eine verlängerte Gestalt z. B. nach der Richtung *ab*, so werden sich ersichtlicher Weise alle Stromaxen von selbst dieser Richtung parallel stellen, und der Körper würde somit blos infolge seiner Form auch ohne äussere magnetisirende Veranlassung zum Magneten. — Diesen Einwand hat ROMERSHAUSEN [21] mit Recht geltend gemacht. DOVE [22] ging nicht so weit, wenn er als einen Zweifel an der AMPÈRE'schen Theorie hervorhob, dass das Zurücktreten der hypothetischen Ströme eines Elektromagneten in ihren ungeordneten Zustand nach dem Aufhören des magnetisirenden Stromes aller Analogien in andern Gebieten der Naturwissenschaft entbehre. Auch findet es DOVE einfacher, Elektricität und Magnetismus als zwei verschiedene Naturkräfte anzusehen, als die nachweisbaren Inductionsströme beim Elektromagnetisiren des Eisens zu unterscheiden von den hypothetischen, welche den Magnetismus bedingen; denn Eisen magnetisiren hiesse vorhandene Ströme richten und ausserdem noch eine andere Art von theils entgegengesetzter Wirkungsweise erzeugen.



Fig. 385.

Gesetzt aber auch, es bewirke der magnetisirende Strom die Drehung der AMPÈRE'schen Ströme im Eisenkern eines Elektromagneten, so ist damit immer noch nicht die Molecularvertheilung erklärt, welche ja herrührt von einer wechselseitigen Verstärkung magnetisirter Querschichten. Ein galvanischer Strom verstärkt aber einen benachbarten galvanischen Strom ebenso wenig, als er in einem benachbarten geschlossenen Leiter einen galvanischen Strom hervorbringen kann.

Ein weiteres Bedenken müssen wir von dem absoluten Sättigungszustand hernehmen. Der Stärke galvanischer Ströme wird nur durch die Zerstörung ihrer Träger eine Grenze gesetzt. Ein Solenoid wird sonach an Intensität nach Proportion des in ihm supponirten Stromes gewinnen. Das Eisen wird dagegen ohne beträchtliche Temperaturerhöhung mit zunehmender erregender Kraft asymptotisch einem magnetischen Sättigungszustand angenähert.

Hierher gehört noch ein anderer, freilich unerheblicher Einwand ERMAN's [18], dahin gehend, dass, wenn Bewegungen analog denen galvanischer Ströme das Wesen des Magnetismus bedingten, sich ebenso gut die Ströme durch natürliche als durch künstliche Magnete fortpflanzen lassen müssten. Ein natürlicher Magnet

in eine galvanische Kette eingeschlossen, unterbricht aber den Strom so gut als vollständig.

Noch muss auf den Umstand eingegangen werden, dass wir die Magnetkraft als einen Spannungszustand ansahen, während ihn AMPÈRE von einem Bewegungszustand herleitet. Dass wir die AMPÈRE'schen Ströme nicht als solche nachweisen können, wird dadurch erklärt, dass es blos Molecularströme seien. Dagegen müssten sie sich aber durch Wärmeerzeugung kundgeben. Dass sich beim Acte des Magnetisirens keine besondere Temperaturerhöhung kundgebe, erklärte AMPÈRE [23] durch die Annahme, dass die um alle Molecule der Substanzen ohne Ordnung sich stets bewegenden Ströme den Körpern die gewöhnliche Temperatur geben, und dass daher keine Temperaturerhöhung hervorzutreten brauche, wenn die Ströme beim Magnetisiren geordnet werden. Daraus würde aber folgen, dass niedere Temperaturgrade schwachen Molecularströmen entsprächen, dass man also in niederen Temperaturen z. B. einen Stahlstab nicht so stark magnetisiren könne als in höheren. Bekanntlich findet jedoch das Umgekehrte statt. Ueberhaupt stehen die Temperaturschwankungen mit der magnetischen Intensität nicht in einem directen, sondern in einem umgekehrten Verhältniss. — Dennoch hat man beim Magnetisirungsprocess eine geringe Temperaturerhöhung beobachtet. In dieser Beziehung sind schon die Versuche von GROVE [24] in §. 22, N. III, S. 203, angeführt worden. Es mag noch hinzugefügt werden, dass VAN BREDA [25] dieselben in folgender Weise bestätigte. Eine Röhre von weichem Eisen war an beiden Enden mit luftdichten Deckeln versehen. Durch letztere gingen die Dräthe einer im Innern befindlichen Thermokette und eine mit einem Flüssigkeitsfaden versehene Thermometerröhre. Der hohle Eisenkern lag in einer Magnetisirungsspirale und war gegen die von dieser ausgehende Temperaturerhöhung nachgewiesener Maassen geschützt. Ging durch die Spirale ein in jeder Secunde etwa 30 mal unterbrochener Strom, so zeigten beide thermometrische Vorrichtungen eine Temperaturerhöhung an. So geringe Wärmeentwickelungen erklären sich nun leicht durch die Zustands**veränderungen** im Eisen beim Magnetisiren und Entmagnetisiren. Dagegen wurde aber noch besonders nachgewiesen, dass während des **dauernden** magnetischen Zustandes eine Temperaturerhöhung nicht eintrat.

Endlich liegt noch eine Discussion der AMPÈRE'schen Theorie von WEBER [26] vor, bei welcher er an die Versuche der unipolaren Induction und an deren Umkehr, die continuirliche Axendrehung eines zur Hälfte galvanisch durchflossenen Magneten, anknüpft. Es ist nämlich nicht gleichgiltig, ob, wie schon auf S. 303 im zweiten Alinea angedeutet wurde, der Versuch mit dem Apparat der *Fig. 156* auf S. 292, oder ob er mit dem der *Fig. 159* auf S. 294 angestellt wird. Im ersten Fall kann der galvanische Strom in jeder Lage des Magneten mit gleicher Leichtigkeit aus dem umgebenden Quecksilber in denselben eintreten, und somit wird der innerhalb des Magneten verlaufende Stromantheil stets dieselbe Lage im Raum behalten, um sich zwischen den festen Leitern c und z zu bewegen, während die einzelnen Stellen des Magneten ihre Lage gegen diesen Stromantheil ändern. Dagegen ändert im letzten Versuch der Strom seine Lage im Raum gleichmässig mit dem Magneten. AMPÈRE's in §. 29, N. VII, S. 298, gegebene Erklärung von den continuirlichen Rotationen trifft also blos im letzten Fall zu, indem blos hier ein Antheil des geschlossenen Gesammtstromes mit dem Magneten fest verbunden ist, sich somit seine Wirkung auf den Magneten mit dessen Rückwirkung compensirt, und daher die Rotation infolge des Einflusses des ausserhalb vom Magneten verlaufenden Stromtheiles geschieht. Dennoch ist auch für den ersten Fall die Rotation genügend constatirt, und WEBER meint daher, dass diese Thatsache sich nur durch eine räumliche Sonderung der beiden Magnetismen in ihren Elementen

erklären lasse, nicht aber durch AMPÈRE's Theorie, wo eine solche Sonderung nicht angenommen wird. In Wahrheit erhält ein ganzer Magnet eine in §. 12 auf S. 76 näher definirte stabile Gleichgewichtslage, wenn er sich blos unter Einfluss eines geschlossenen Stromes bewegt. Ein einzelner Magnetpol würde dagegen, in geeigneter Weise aufgehangen, eine continuirliche Bewegung durch das Innere des Kreises und auf dessen Aussenseite wieder zurück vollführen können. Dasselbe würde auch dann geschehen können, wenn bei jeder Drehung des ganzen Magneten die Strombahn von ihm stets einmal derart durchsetzt würde, dass ohne Unterbrechung des Stromes der eine Pol stets ausserhalb des Umlaufes bliebe, während der andere abwechselnd innerhalb und ausserhalb sich bewegte. Umgekehrt könne auch nur dann ein Inductionsstrom hervorgerufen werden, wenn der Magnet unter solchen Umständen mechanisch durch einen geschlossenen Leiter geführt werde (vergl. §. 34. N. IV, S. 366). Da nun durch die Versuche sowohl die Drehung als die Inductionsströme nachgewiesen werden, so müsse in den kleinsten Theilchen des Magneten die räumliche Sonderung der Magnetpole eine derartige sein, dass zwischen ihnen die Ströme hindurchfliessen könnten.

Dagegen dürfte jedoch zu erwägen sein, dass die hier in Rede stehenden Erscheinungen nicht unmittelbar von den Magnetkräften der einzelnen Elemente auszugehen brauchen, sondern dass sie ebensowohl die Resultanten aller dieser Einzelkräfte sein können, also auf den freien Magnetismus des Stabes zu beziehen seien. Wenigstens habe ich durch den in *Fig. 586* dargestellten Versuch einen Magneten nach Maassgabe der AMPÈRE'schen Theorie nachgebildet und mit Hülfe desselben Inductionsströme erhalten. Die bedeutende Masse und die beträchtliche Reibung hinderten, dass die entsprechende continuirliche Rotation nicht zur Erscheinung gebracht werden konnte. Die Beschaffenheit des Apparates ist folgende. Um die metallene Rotationsaxe *ab* sind 10 Spiralen mit je 3 Lagen Kupferdrath und von 173^{mm}

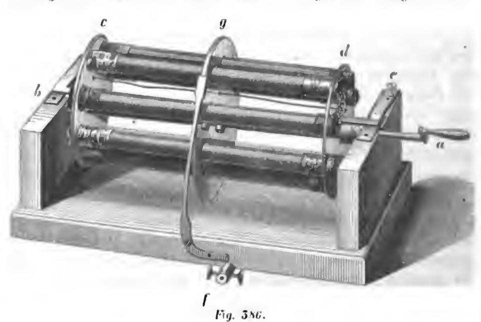


Fig. 586.

Länge mittelst der Scheiben *c* und *d* in feste Verbindung gebracht. Ein kräftiger Strom wird den Spiralen durch eine Feder *e* zugeführt, die mit der Rotationsaxe in keiner metallenen Berührung steht. Nachdem er dieselben nacheinander durchlaufen hat, tritt er durch eine ähnliche Feder auf der Seite *b* wieder aus. Die Aequatorialebene dieses cylindrischen Spiralsystems wird gebildet durch eine mit der Drehungsaxe verbundene metallene Scheibe *g*, deren amalgamirter Rand gegen eine nach *f* führende Metallfeder schleift. Wird nun diese Feder bei *f* mit einem Ende des Multiplicators in Verbindung gebracht, und einer der Pole *a* oder *b* der Drehungsaxe mit dem andern, und wird mittelst der Handhabe bei *a* das System in Drehung versetzt, so zeigt die Multiplicatornadel einen Strom an, dessen Richtung mit dem Sinn der Drehung wechselt, stets aber analog ist den aus §. 34, N. VIII, S. 368 ff. zu entnehmenden Richtungen.

Die angeführten Einwände drängen uns zu der Ueberzeugung, dass die AMPÈRE'sche

Theorie in ihrer jetzigen Gestalt die Erscheinungen des Magnetismus nicht erklärt, dass die magnetische Molecularvertheilung nicht identisch ist mit elektrischen Molecularströmen. Dennoch würden wir die Grenzen zu eng ziehen, wollten wir aus diesen Gründen der AMPÈRE'schen Theorie gleich alle Bedeutung absprechen. Wir wissen freilich nicht, was im magnetischen Element vorgeht, um die Thatsache der magnetischen Vertheilung zu bewirken; wir wissen auch nicht, welche Veränderungen in den Theilchen eines Stromleiters statthaben, um infolge des beständigen Processes der Vertheilung und Wiederausgleichung entgegengesetzter Elektricitäten die Summe der Erscheinungen hervorzurufen, die wir am galvanischen Strom zu beobachten gewohnt sind. Soviel wissen wir aber, dass der galvanische Strom im magnetischen Element eine Vertheilung bewirkt und dass diese senkrecht zur Richtung des Stromes geschieht. Das muss nun herrühren von einem Vorgang im Stromträger, der senkrecht zu dessen Axe von Statten geht, denn nach der Axenrichtung selbst wird keine Vertheilung beobachtet. Es wäre also nur eine Erweiterung der AMPÈRE'schen Theorie, wenn man zur Kenntniss der Vorgänge in einem geschlossenen Stromkreis gelangte, die nach einer zu seiner Ebene senkrechten Componente stattfinden, und wenn man ferner untersuchte, welche Veränderungen sie erleiden, wenn sie sich auf eine im Innern des Kreises befindliche vertheilungsfähige Masse übertragen. Um dem Gesagten eine concretere Gestalt zu geben, wäre es ja immerhin möglich, dass der Strom in seinem Leiter Vibrationen erregte, die senkrecht zu seiner Fortpflanzung geschähen. Würden diese sich auf eine im Innern eines geschlossenen Stromkreises befindliche Masse übertragen, so dürften sich leichthin die Wirkungen der radialen Vibrationen gegenseitig vernichten und es blieben nur die zu dessen Ebene senkrechten zu betrachten übrig. Aber auch diese könnten im Conflict mit der vertheilungsfähigen Masse in ihr blos einen Spannungszustand hervorbringen, wie ein mit einer gewissen Geschwindigkeit über eine Saite geführter Bogen diese nur aus ihrer Gleichgewichtslage bringt, ohne sie zu Tonschwingungen zu veranlassen.

IX. Anknüpfend an den in N. II auf S. 710 erwiesenen Umstand, dass das Element dR der von einem geschlossenen Strom auf ein Stromelement wirkenden Kraft senkrecht zu dem Stromelement gerichtet ist, mag nun eine Correction behandelt werden, welche PLANA[27] an der in §. 25, N. V, Gleichung 9) (auf S. 239) entwickelten Formel für die Wechselwirkung zweier sehr kleiner geschlossener Ströme anbringt. Bedeute nämlich wiederum in *Fig. 387* die geschlossene Curve um den Punkt o einen sehr kleinen ebenen Stromumlauf vom Flächeninhalt λ, sei o ihr Schwerpunkt und liege in derselben Ebene ein anderer ebenfalls sehr kleiner Stromumlauf vom Flächeninhalt λ', dessen Schwerpunkt o' ist, so wurde der veränderliche Abstand eines Punktes m der zweiten Curve vom Schwerpunkt o der ersten mit l_1 und der constante Abstand oo' beider Schwerpunkte mit l bezeichnet. Ferner wurde schon oben gezeigt, dass die Wirkung des Stromes o auf das Stromelement mn gleich ist der Summe der Wirkungen von dem Strom o auf die beiden Componenten $mp = l_1 d\varphi$ und $pn = dl_1$, wenn man mit $d\varphi$ den Zuwachs mop des Winkels $o'om = \varphi$ bezeichnet und wenn man $op = om = l_1$ macht. Die Wirkung von mn ist sonach gleich der Summe von

$$\frac{n-1}{2} ii' \frac{\lambda\, d\varphi}{l_1^n} \quad \text{und} \quad \frac{n-1}{2} ii' \frac{\lambda\, dl_1}{l_1^{n+1}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1$$

Fig. 387.

und durch Vernachlässigung des Integrals aus dem letzteren Antheil stellte sich das früher gefundene Ergebniss heraus, welches zu den weiteren Untersuchungen

unbeschadet der Genauigkeit benutzt werden konnte. PLANA zeigte aber, dass diese Vernachlässigung unstatthaft sei, und dass sich ohne dieselbe statt jener Gleichung 9)

$$\frac{n^2-1}{2} ii' \frac{\lambda \lambda'}{l^{n+2}},$$

oder für $n = 2$

$$\frac{3}{2} ii' \frac{\lambda\lambda'}{l^4} \text{ statt } ii' \frac{\lambda\lambda'}{l^4}$$

ergiebt.

Bezeichnet man nämlich mit dR die Kraft zwischen dem geschlossenen Strom o und dem Stromelement mn, welche parallel zu der beide Schwerpunkte verbindenden Geraden oo' gerichtet ist, so zeigte PLANA [28], dass man dieselbe erhält, wenn man die unter 1) verzeichneten Werthe auf eine zu oo' senkrechte Linie projicirt, indem ja die ganze vom Strom o ausgehende Kraft senkrecht auf die Stromelemente von o' gerichtet ist. Es ist also

$$dR = \frac{n-1}{2} ii'\lambda \left\{ -\frac{\cos\varphi\, d\varphi}{l_1^n} + \frac{\sin\varphi\, dl_1}{l_1^{n+1}} \right\},$$

wo das negative Vorzeichen von der entgegengesetzten Richtung des unteren Theiles vom Strom um o' gegen den Strom um o herrührt; daraus ergiebt sich die ganze parallel zu oo' gerichtete Kraft zwischen den Strömen λ und λ' als

$$R = \frac{n-1}{2} ii'\lambda \left\{ -\int \frac{\cos\varphi\, d\varphi}{l_1^n} + \int \frac{\sin\varphi\, dl_1}{l_1^{n+1}} \right\} \quad \ldots \ldots \quad 2)$$

Setzt man nun die zu oo' Senkrechte $ma = y$ und $oa = x$, so ist

$$\left.\begin{aligned} y &= l_1 \sin\varphi, \\ x &= l_1 \cos\varphi, \\ l_1^2 &= x^2 + y^2, \\ dl_1 &= \frac{x\,dx + y\,dy}{l_1} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 3)$$

und es wird das zweite der in Gleichung 2) enthaltenen Integrale, oder

$$\int \frac{l_1 \sin\varphi\, dl_1}{l_1^{n+2}} = \int \frac{y}{l_1^{n+2}} \left(\frac{x}{l_1} dx + \frac{y}{l_1} dy \right).$$

Hat der Strom um o' nur kleine Dimensionen im Verhältniss zu oo', so kann $\frac{x}{l_1} = 1$ gesetzt und $\frac{y}{l_1}$ vernachlässigt werden, wodurch

$$\int \frac{l_1 \sin\varphi\, dl_1}{l_1^{n+2}} = \int \frac{y\,dx}{l_1^{n+2}}$$

wird. Vertauscht man ferner den veränderlichen Abstand l_1 mit dem mittleren constanten Abstand $l = oo'$ der Schwerpunkte beider geschlossener Ströme, und bedenkt, dass $\int y\,dx$ gleich ist dem Flächeninhalt λ' des Stromes um o', so wird

$$\int \frac{l_1 \sin\varphi\, dl_1}{l_1^{n+2}} = \frac{1}{l^{n+2}} \int y\,dx = \frac{\lambda'}{l^{n+2}} \quad \ldots \ldots \quad 4)$$

Aehnliche Umwandlungen mögen mit dem ersten Integral der Gleichung 2) vorgenommen werden. Dieses ist, wenn man $\cos \varphi = 1$ setzt, und wenn man gleichzeitig die beiden zu demselben Radiusvector gehörigen Theile der geschlossenen Curve um o' in Betracht zieht

$$-\int \frac{\cos \varphi \, d\varphi}{l_1^n} = -\int \frac{d\varphi}{l_1^n} = -\int d\varphi \left(\frac{1}{l_1^n} + \frac{1}{(l_1 + \delta l_1)^n} \right) \quad . . . 5),$$

wo δl_1 dasjenige Stück mm' des Radiusvector bedeutet, welches in das Innere der geschlossenen Stromcurve fällt. Durch Entwickelung von $\frac{1}{(l_1 + \delta l_1)^n}$ und Vernachlässigung der Glieder, welche höhere Potenzen von δl_1 enthalten, ergiebt sich

$$-\int \frac{\cos \varphi \, d\varphi}{l_1^n} = n \int \frac{l_1 \, d\varphi \, \delta l_1}{l_1^{n+2}},$$

oder durch Substitution des constanten Factors $\frac{1}{l^{n+2}}$ statt des veränderlichen $\frac{1}{l_1^{n+2}}$

$$= \frac{n}{l^{n+2}} \int l_1 \, d\varphi \, \delta l_1 .$$

Da aber $l_1 \, d\varphi \, \delta l_1$ gleich ist dem Inhalt eines vom Radiusvector innerhalb der Curve um o' bestrichenen Flächenelementes, so ist $\int l_1 \, d\varphi \, \delta l_1 = \lambda'$ und

$$-\int \frac{\cos \varphi \, d\varphi}{l_1^n} = \frac{n \lambda'}{l^{n+2}} . \quad . . . . 6).$$

Durch Substitution von 4) und 6) in 2) wird

$$R = \frac{n-1}{2} ii' \lambda \left\{ \frac{n \lambda'}{l^{n+2}} + \frac{\lambda'}{l^{n+2}} \right\}$$

$$= \frac{n^2 + 1}{2} ii' \frac{\lambda \lambda'}{l^{n+2}},$$

was erwiesen werden sollte.

Es darf nicht unerwähnt bleiben, dass ROMERSHAUSEN in der schon citirten Abhandlung [22] und CORNELIUS in einer gesondert erschienenen Abhandlung [29], beide veranlasst durch die oben aufgestellten Zweifel an der unbedingten Haltbarkeit der AMPÈRE'schen Theorie, andere Theorien an deren Stelle zu setzen versuchten.

[1] AMPÈRE. * *Annales de ch. et de ph.* T. 15, p. 59 et 170. — * Ampère *Recueil etc.* p. 3. — * Gilb. Ann. 67, 113 (1821). — *Lu à l'Acad. des scc. de Paris les 18 et 25 Sept. 1820.*

[2] LAMONT. * Der Erdstrom. Leipzig, bei Voss. 1862. 4.

[3] AMPÈRE zuerst in Vorträgen vor der pariser Akademie am 8. und 15. Jan. 1821, welche von GILLET DE LAUMONT in den *Annales des Mines*, 6, 535, zusammengestellt sind. Dann in * Blainville *Journal de Physique etc.* 93, 447 (1821). — * Gilb. Ann. 72, 136 (1822). — AMPÈRE *Recueil etc.* 1822. p. 169.

[4] AMPÈRE. * Gilb. Ann. 72, 32 (1822). — Aus *Bibl. univ.* Avril 1822.

[5] VAN BEEK. * Blainville *Journal de physique.* 93, 312 (1821, Oct.). — * Gilb. Ann. 72, 12 (1822). — Brief an AMPÈRE, dat. Utrecht 25. Sept. 1821.

[6] AMPÈRE. Vorbereitungen zu den Rechnungen finden sich schon in den * *Ann. de ch. et de ph.* 15, 170 (1820) enthaltenen Vorträgen vom 9. Oct., 30. Oct. und 6. Nov. 1820 vor der pariser Akademie. — * Gilb. Ann. 67, 127 (1821). — Ferner in * *Ann. de ch. et de ph.* T. 20, p. 398 et 409; * AMPÈRE *Recueil.* p. 293.

[7] Ampère. Auch unter dem Titel * *Mémoire sur la théorie mathématique des phénomènes électrodynamiques. Mém. de l'Acad. de Paris.* 6, 175 (1823).
[8] Graf G. v. Buquoy. * Gilb. Ann. 68, 185 (1821).
[9] Oersted. * Schweigger und Meinecke Journal für Chemie und Physik. [2.] 32, 199 (1821). — * Blainville *Journal de physique.* 93, 261 (1821, Sept.). — * Thomson's *Ann. of Philos.* New Ser. 2, 321 (1821).
[10] G. de la Rive. *Bibl. univ. sciences et arts.* 18, 276 (Dec. 1821). — * Gilb. Ann. 71, 113 (1822).
[11] G. de la Rive. *Ann. de ch. et de ph.* Juillet 1822. — * Gilb. Ann. 72, 130 (1822).
[12] G. G. Schmidt. * Gilb. Ann. 74, 260 (1823).
[13] Savary. U. a. * Pogg. Ann. Bd. 9, S. 443 und Bd. 10, S. 73 (1827).
[14] Hankel. * Pogg. Ann. Bd. 65, S. 537 (1845) und Bd. 69, S. 321 (1846).
[15] Ampère. * *Théorie des phénomènes électrodynamiques etc.* Paris 1826. p. 139.
[16] Ampère. * *Ann. de ch. et de ph.* Vol. 18, p. 331 (1821) et Vol. 20, p. 60 (1822). — * Gilb. Ann. 72, 257 (1822).
[17] Ampère. * *Ann. de ch. et de ph.* 20, 60 (1822). — * Gilb. Ann. 72, 270 (1822). — * Ampère *Théorie des phénomènes électrodynamiques.* Paris 1826. p. 167.
[18] Erman. * Abhandlungen der berliner Akademie für 1832. Bd. 1, S. 17. (Gelesen 25. Oct. 1832.)
[19] Poggendorff. * Pogg. Ann. 52, 386 (1841).
[20] v. Feilitzsch. * Pogg. Ann. 87, 208 (1852), namentlich N. 3 und 4.
[21] Romershausen. * Dingler's polytechnisches Journal. 127, 198 (1853).
[22] Dove. * Untersuchungen im Gebiete der Inductionselektricität. Berlin 1842. S. 53. — * Abhandlungen der berliner Akademie aus dem Jahre 1841. S. 133. Berlin 1843.
[23] Ampère. * Blainville *Journal de physique.* 93, 447 (1821). — * Gilb. Ann. 72, 136 (1822).
[24] Grove. * Pogg. Ann. 78, 567 (1849); aus den *Proceedings of the roy. soc.*
[25] van Breda. *Comptes rend.* 21, 961. — * Pogg. Ann. 68, 552 (1846). — * *l'Inst.* N. 617 (29. Oct. 1845). — *Acad. des scc. de Paris sce. du 27. Oct. 1845.*
[26] Weber. * Pogg. Ann. 52, 353 (1841). — Gauss und Weber Resultate für 1839. S. 63.
[27] Barone Giovanni Plana. * *Giornale arcadico di scienze, lettere ed arti.* Vol. 110, p. 51 e Vol. 111, p. 3 (1847); besonders §. VIII in Vol. 111, p. 36.
[28] Br. Plana in §. VI einer in *Raccolta scientifica* 1847 erschienenen Abhandlung.
[29] Cornelius. * Die Lehre von der Elektricität und dem Magnetismus. Versuch einer theoretischen Ableitung der gesammten magnetischen und elektrischen Erscheinungen. Leipzig 1855 bei Wigand.

§. 50. Weber's Theorie der Elektrodynamik.

Seitdem Ampère seine Gesetze über die Wechselwirkung galvanischer Stromleiter aufgestellt hatte, war eine Erweiterung derselben nicht versucht worden. Man erklärte sich zwar immer den galvanischen Strom durch eine entgegengesetzte Bewegung der beiden Elektricitäten in ihrem Träger, und durch eine daraus hervorgehende beständige Zerlegung und Wiedervereinigung derselben in jedem Querschnitt des Leiters; dennoch waren die Gesetze für die Wechselwirkung ruhender Elektricitäten mit denen der bewegten Elektricitäten in keinerlei Beziehung gesetzt worden. Dieses geschah erst 20 Jahre nach der Veröffentlichung der ampère'schen Untersuchungen durch W. Weber. Nach ihm ist die Stärke des galvanischen Stromes proportional dem Product aus der Menge der in ihm in Bewegung befindlichen Elektricitäten und der Geschwindigkeit, mit welcher sie sich bewegen. Nun deutete der Umstand, dass zwei in derselben geraden Linie sich bewegende Ströme einander abstossen, wenn sie gleich gerichtet sind, darauf hin, dass die Wechselwirkung der Elektricitäten nicht allein eine Function des Abstandes und der Menge derselben, sondern auch eine Function der relativen Geschwindigkeit sei. Das Verhalten führte zu der Annahme, dass die Elektricitäten desto schwächer (abstossend oder anziehend, je

nachdem sie gleichartig oder ungleichartig sind) auf einander wirken, je grösser das Quadrat ihrer relativen Geschwindigkeit sei.

Aber auch parallele Ströme wirken aufeinander, anziehend bei gleicher, abstossend bei entgegengesetzter Richtung. Hier sind die relativen Geschwindigkeiten gleich Null, indem bei gleicher Stromstärke die nach derselben Richtung sich bewegenden Elektricitäten immer in gleichem Abstand bleiben, die nach entgegengesetzter Richtung laufenden sich aber von einem bestimmten Augenblick um ebensoviel annähern, als sie nach demselben sich von einander entfernen. Da sonach auch ihre Wechselwirkung gleich Null sein müsste, wenn sie blos eine Function der Geschwindigkeit und Menge wäre, was ja in Wahrheit nicht der Fall ist, wird noch die weitere Annahme nöthig, dass die in Bewegung befindlichen Elektricitäten desto stärker auf einander wirken, je grösser das Maass ihrer relativen Beschleunigung sei.

Dasselbe ergiebt sich auch bei einer näheren Betrachtung der AMPÈRE'schen Formel für die elektrodynamische Wechselwirkung zweier Stromelemente ds und ds', die sich in einem Abstand r von einander befinden:

$$\frac{i i' \, ds \, ds'}{r^2} \left\{ \sin\alpha \sin\beta \cos\gamma - \frac{1}{2} \cos\alpha \cos\beta \right\}.$$

Denn substituirt man statt ihrer Stromstärken i und i' Functionen aev und $ae'v'$ von den dabei betheiligten Elektricitätsmengen e, e' und deren Geschwindigkeiten v, v' und drückt die Cosinusse und Sinusse ihrer Neigungswinkel β und α gegen die Verbindungslinie r und deren Verlängerung, sowie des Winkels γ, welchen die durch sie und die Verbindungslinie bestimmten Ebenen bilden, als Functionen der relativen Geschwindigkeiten $\frac{dr}{dt}$ und der Beschleunigungen $\frac{d^2 r}{dt^2}$ aus: so lässt sich jene Formel zerlegen in vier andere Formeln. Die erste

$$-\frac{e\,ds \cdot e'\,ds'}{r^2} \left\{ 1 - \frac{a^2}{16} \frac{dr^2}{dt^2} + \frac{a^2 r}{8} \frac{d^2 r}{dt^2} \right\}$$

giebt das Maass für die elektrodynamische Wechselwirkung der beiden in Bewegung befindlichen positiven Elektricitäten, die zweite

$$-\frac{e\,ds \cdot e'\,ds'}{r^2} \left\{ 1 - \frac{a^2}{16} \frac{dr^2}{dt^2} + \frac{a^2 r}{8} \frac{d^2 r}{dt} \right\}$$

giebt das entsprechende Maass für die beiden negativen Elektricitäten. Beide Werthe sind einander gleich. Dasselbe findet für die beiden Werthe statt, welche die Wechselwirkung zwischen der positiven Elektricität des einen und der negativen des andern Elementes ausdrücken, oder der zwischen der negativen des ersten und der positiven des andern Elementes. Diese haben die Form

$$+\frac{e\,ds \cdot e'\,ds'}{r^2} \left\{ 1 - \frac{a^2}{16} \frac{dr^2}{dt^2} + \frac{a^2 r}{8} \frac{d^2 r}{dt^2} \right\}.$$

Setzt man nun in diesen Formeln sowohl $\frac{dr}{dt}$ als $\frac{d^2 r}{dt^2} = 0$, so heisst

das, dass die Elektricitäten in Ruhe sein sollen, und man erhält aus den ersten beiden Formeln

$$-\frac{e\,ds \cdot e'\,ds'}{r^2},$$

woraus hervorgeht, dass sich gleichnamige in Ruhe befindliche Elektricitäten proportional dem Product ihrer Mengen und umgekehrt proportional dem Quadrat ihres Abstandes abstossen. Ferner erhält man aus der letzteren Formel

$$+\frac{e\,ds \cdot e'\,ds'}{r^2},$$

was zeigt, dass sich ungleichnamige in Ruhe befindliche Elektricitäten mit derselben Kraft anziehen, mit der sich gleichnamige abstossen. Es wäre somit der Nachweis geliefert, dass das elektrostatische Grundgesetz in dem allgemeineren elektrodynamischen enthalten sei.

Bei den elektrostatischen Erscheinungen sind es nun aber wirklich die Elektricitäten, welche sich, wenn sie gleichnamig sind, gegenseitig abstossen, und welche sich gegenseitig anziehen, wenn sie ungleichnamig sind. Stellt man nämlich zwei mit gleichnamigen Elektricitäten geladene Körper einander gegenüber, so beobachtet man bekanntlich, dass die Dichtigkeiten derselben auf den abgewandten Seiten grösser werden. Dahingegen werden die Dichtigkeiten auf den zugewandten Seiten grösser, wenn beide Körper mit entgegengesetzten Elektricitäten geladen sind. — Anders verhält es sich mit den elektrodynamischen Erscheinungen. „Die unmittelbare Wirkung der dem Leitungsdrathe parallelen „Kräfte besteht zwar blos in einer Bewegung der Elektricitäten nach dieser „Richtung. Die Wirkung dieser Bewegung ist aber ein Widerstand des ponderabeln Trägers, durch welchen sie in unmessbar kurzer Zeit wieder aufgehoben „wird. Durch diesen Widerstand werden mittelbar, während der Zeit, wo diese „Bewegung aufgehoben wird, alle Kräfte, welche zuvor diese Bewegung hervorgebracht hatten, an den Widerstand leistenden ponderabeln Körper übertragen." Dass es sich aber bei den elektrodynamischen Erscheinungen blos um diejenigen Kräfte handelt, welche auf die ponderabeln Träger übertragen worden sind, mit welchen sich also die Träger und nicht die in ihnen umlaufenden Elektricitäten anziehen oder abstossen, wird durch folgenden Versuch bewiesen. Bietet man nämlich einem Strom gleichzeitig zwei Wege — also einen getheilten Schliessungsdrath — zur Ausgleichung dar, und lässt man sehr nahe von dem einen und sehr weit von dem andern dieser Wege einen gleichgerichteten Strom verlaufen, so müsste, wenn sich die Ströme als solche anzögen, der Strom der ersteren Kette den entfernteren Weg verlassen und sich vorzugsweise in die dem Schliessungsbogen der letzteren Kette nähere Bahn ergiessen. Schaltet man jedoch in beide Wege Galvanometer ein, so beobachtet man keine hieraus hervorgehende Verstärkung oder Schwächung. Die in dem bekannten AMPÈRE'schen Fundamentalversuch beobachteten Anziehungen und Abstossungen rühren also nicht von einer Wechselwirkung der Ströme, sondern von einer Wechselwirkung der von ihnen durchflossenen Leiter her.

I. Die von Ampère aufgestellte und durch die verschiedensten Versuche bestätigte Formel für die Kraft, mit welcher zwei galvanische Stromelemente einander $\begin{Bmatrix}\text{anziehen}\\ \text{abstossen}\end{Bmatrix}$ und zwar

$$\pm \frac{ii'\,ds\,ds'}{r^2}\left\{\sin\alpha\,\sin\beta\,\cos\gamma - \frac{1}{2}\cos\alpha\,\cos\beta\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

(vergl. §. 25, N. V, Formel 12), drückt insofern ein rein empirisches Gesetz aus, als bei ihrer Entwickelung schon die Existenz einer Wechselwirkung der Stromelemente vorausgesetzt wird. Eine Verknüpfung des dadurch ausgesprochenen elektrodynamischen Grundgesetzes mit dem elektrostatischen, betreffend die Wechselwirkung gleichnamiger oder ungleichnamiger Elektricitäten, ist aber erst von W. Weber [1] durchgeführt worden.

In jedem Stromelemente bewegen sich nämlich entgegengesetzte Elektricitäten je nach entgegengesetzten Richtungen. Werden die beiden Elektricitätsmengen in dem Elemente ds der obigen Formel mit $+e \cdot ds$ und $-e \cdot ds$, und die in dem Elemente ds' mit $+e' \cdot ds'$ und $-e \cdot ds'$ bezeichnet, so sind nach den aus der Lehre von der statischen Elektricität geläufigen Begriffen vier Wechselwirkungen zwischen den Elektricitäten beider Elemente vorhanden, nämlich

a. zwischen $+e$ und $+e'$ eine abstossende Kraft,
b. zwischen $-e$ und $-e'$ eine abstossende Kraft,
c. zwischen $+e$ und $-e'$ eine anziehende Kraft,
d. zwischen $-e$ und $+e'$ eine anziehende Kraft.

Soweit nun bis jetzt die Gesetze der Anziehung und Abstossung ruhender Elektricitäten bekannt sind, würden, indem in jedem Elemente gleiche Mengen positiver und negativer Elektricität vorauszusetzen sind, die beiden anziehenden Kräfte den beiden abstossenden gleich sein, man würde also eine Resultante $=$ Null erhalten. Wäre aber nichtsdestoweniger die Ursache der bekannten elektrodynamischen Wechselwirkung der Stromelemente begründet in jenen vier Wechselwirkungen der in ihnen bewegten Elektricitäten, so muss sich die obige Ampère'sche Formel zerlegen lassen in vier Theile, deren erster blos die Wechselwirkung zwischen $+e$ und $+e'$, der zweite die zwischen $-e$ und $-e'$, der dritte die zwischen $+e$ und $-e'$ und deren vierter die zwischen $-e$ und $+e'$ umfasst, deren Summe aber wiederum das in 1) ausgedrückte Maass für die Wechselwirkung der Stromelemente darstellt. Die einzelnen Formeln weisen alsdann diejenigen Modificationen nach, welche die Gesetze für die Wechselwirkung ruhender Elektricität zu erfahren haben, sobald sie auf bewegte Elektricitäten übertragen werden sollen.

Zunächst mögen in die obige Ampère'sche Formel die Geschwindigkeiten v und v' eingeführt werden, mit welchen sich die in beiden Drathelementen ds und ds' befindlichen Elektricitätsmengen bewegen. Zu dem Ende stelle ab in *Fig. 388* die Längeneinheit eines Drathes dar, welcher von positiver Elektricität durchströmt werde und in einem bestimmten Moment die Menge e gleichmässig vertheilt enthalte. Bewegt sich in der Zeiteinheit dieselbe Elektricitätsmenge ohne Dichtigkeitsänderung aus dem Drathstück ab in das Stück cd, so ist $cd = ab =$ der Längeneinheit, und die Geschwindigkeit wird gemessen durch die Länge $bd = v$. Die Stromintensität i setzt nun Weber derjenigen Elektricitätsmenge proportional,

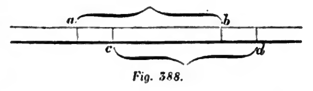


Fig. 388.

welche in der Zeiteinheit durch den Querschnitt der Kette geht. Bedeute also a eine constante Zahl, so ist, da in der Zeiteinheit die in bd enthaltene Elektricitätsmenge durch den Querschnitt b gegangen ist,

$$\frac{i}{a} : e = v : 1,$$

also

$$\left.\begin{array}{l} i = aev. \\ i' = ae'v', \end{array}\right\} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 2)$$

Ebenso ist auch

wenn v' die Geschwindigkeit bedeutet, mit welcher sich die Elektricität im Stromelement ds' bewegt, und wenn i' die für dasselbe vorausgesetzte Stromintensität ist. Diese Werthe in die Formel 1) eingesetzt, verwandeln sie, blos unter Berücksichtigung des oberen Vorzeichens, in:

$$e\,ds \cdot e'\,ds' \frac{a^2\,v\,v'}{r^2} \left\{\sin\alpha \sin\beta \cos\gamma - \frac{1}{2}\cos\alpha\cos\beta\right\}^{*} \quad \ldots \quad 3)$$

Hierinnen bedeuten im Vergleich mit *Fig. 389* ds und ds' die Stromelemente nm oder nm_1 und $n'm'$ oder $n'm'_1$, je nachdem man sie nach der positiven oder nach der negativen Seite abmisst. Es würde also, wenn am Ende einer gewissen Zeit t die beiden Elektricitäten des linken Elementes sich in n befänden, die $\left\{\begin{array}{l}\text{positive}\\ \text{negative}\end{array}\right\}$ Elektricität $\left\{\begin{array}{l}+e\\ -e\end{array}\right\}$ sich nach Verlauf des Zeitelementes dt

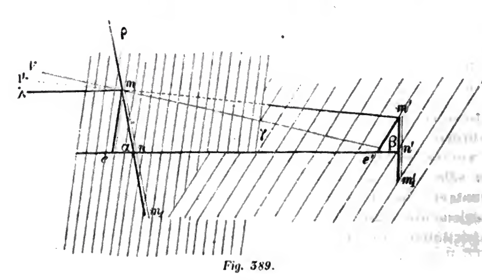


Fig. 389.

von n nach $\left\{\begin{array}{l}m\\ m_1\end{array}\right\}$ bewegt haben, und, wenn in demselben Moment die beiden Elektricitäten des rechten Elementes sich in n' befänden, die $\left\{\begin{array}{l}\text{positive}\\ \text{negative}\end{array}\right\}$ Elektricität $\left\{\begin{array}{l}+e'\\ -e'\end{array}\right\}$ sich nach Verlauf desselben Zeitelementes dt von n' nach $\left\{\begin{array}{l}m'\\ m'_1\end{array}\right\}$ bewegt haben. Ferner ist die Gerade $nn' = r$, und es schliesst ds' mit r den Winkel β, ds aber mit der Verlängerung von r den Winkel α ein. Die Ebenen, in welchen r und ds, sowie r und ds' liegen, schneiden sich unter dem Winkel γ.

a. Es mag nun die Formel 3) zunächst auf die Wechselwirkung der beiden positiven Elektricitäten $+e$ und $+e'$ übertragen werden. Die Aenderung, welche hier r, α und β erleiden, wenn sich t um dt ändert, mögen mit dr_1, $d\alpha_1$ und $d\beta_1$ bezeichnet werden, dann ist, wenn man $v\,dt$ und $v'\,dt$ statt ds und ds' gebraucht,

* Diese wie die nachfolgenden Formeln versieht WEBER immer mit dem entgegengesetzten Vorzeichen, indem er, wie schon in der Anmerkung zu S. 251 angedeutet wurde, die Abstossung wegen Vergrösserung des Zwischenraumes mit (+), die Anziehung wegen Verminderung desselben mit (—) bezeichnet.

$$\left.\begin{array}{l} dr_1 = v\,dt\cos\alpha - v'\,dt\cos\beta, \\ \text{oder} \\ \dfrac{dr_1^2}{dt^2} = v^2\cos\alpha^2 - 2vv'\cos\alpha\cos\beta + v'^2\cos\beta^2 \end{array}\right\} \quad \ldots \quad 4\,a),$$

woraus

$$-\frac{1}{2}vv'\cos\alpha\cos\beta = \frac{1}{4}\left\{\frac{dr_1^2}{dt^2} - v^2\cos\alpha^2 - v'^2\cos\beta^2\right\} \quad . \quad . \quad 5\,a).$$

Durch abermalige Differentiation von dr_1 ergiebt sich

$$\frac{d^2r_1}{dt^2} = -v\sin\alpha\frac{d\alpha_1}{dt} + v'\sin\beta\frac{d\beta_1}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6\,a).$$

Der in dieser Formel vorkommende negative Zuwachs $-d\alpha_1$ des Winkels $\alpha = \varrho n e = \varrho m \lambda$ ist nun nichts anderes, als der Winkel $\mu m \lambda$ der *Fig. 589*, wenn $m\lambda$ parallel zu r gezogen wird, und $m'\mu$ die Verbindungslinie von m' und m ist. Nimmt man zunächst an, dass beide Stromelemente in einer Ebene lägen, so ist $\mu m \lambda = \nu m \lambda - \nu m \mu$, wo νm die Verlängerung der Verbindungslinie von n' und m sein mag. Es ergiebt sich aber $\nu m \lambda = m n' e = \frac{v\,dt}{r}\sin\alpha$, und $\nu m \mu = m' m n' = \frac{v'\,dt}{r}\sin\beta$. Da aber die beiden Stromelemente im Allgemeinen in Ebenen liegen sollen, welche einen Winkel γ mit einander einschliessen, so ist für den letzteren Antheil blos die Projection des Winkels $\nu m \mu$ auf die Ebene des linken Stromelementes zu nehmen, also $\frac{v'\,dt}{r}\sin\beta\cos\gamma$. Sonach ist

$$\left.\begin{array}{l} -\dfrac{d\alpha_1}{dt} = \dfrac{v}{r}\sin\alpha - \dfrac{v}{r}\sin\beta\cos\gamma. \\ \text{Ebenso ist} \\ +\dfrac{d\beta_1}{dt} = \dfrac{v'}{r}\sin\beta - \dfrac{v}{r}\sin\alpha\cos\gamma \end{array}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7\,a)$$

und somit geht 6) über in:

$$\frac{d^2r_1}{dt^2} = \frac{v^2}{r}\sin\alpha^2 - 2\frac{vv'}{r}\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma + \frac{v'^2}{r}\sin\beta^2 \quad . \quad . \quad 8\,a).$$

Hieraus findet sich

$$vv'\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma = \frac{r}{2}\left\{-\frac{d^2r_1}{dt^2} + \frac{v^2}{r}\sin\alpha^2 + \frac{v'^2}{r}\sin\beta^2\right\} \quad . \quad . \quad . \quad 9\,a).$$

Die unter 5) und 9) gefundenen Werthe in 3) eingesetzt, geben

$$e\,ds\cdot e'\,ds'\frac{a^2}{r^2}\left\{\frac{1}{4}\frac{dr_1^2}{dt^2} - \frac{r}{2}\frac{d^2r_1}{dt^2} - \frac{1}{4}(v^2\cos\alpha^2 + v'^2\cos\beta^2)\right.$$
$$\left. + \frac{1}{2}(v^2\sin\alpha^2 + v'^2\sin\beta^2)\right\} \quad . \quad . \quad 10\,a).$$

b. Ebenso werde die Formel 3) blos auf die Wechselwirkung der beiden negativen Elektricitäten übertragen. Die Werthe von r, α und β bleiben in diesem Fall dieselben wie im vorigen, da sich aber die negativen Elektricitäten von n und n' aus nach den entgegengesetzten Seiten bewegen als die positiven, mögen die Aende-

rungen jener Grössen mit dr_2, $d\alpha_2$ und $d\beta_2$ bezeichnet werden. Analog der vorigen Rechnung ist aber

$$\left.\begin{aligned} dr_2 &= -v\,dt\cos\alpha + v'\,dt\cos\beta \\ \frac{dr_2^2}{dt^2} &= v^2\cos\alpha^2 - 2vv'\cos\alpha\cos\beta + v'^2\cos\beta^2 \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ 4b)$$

$$-\frac{1}{2}vv'\cos\alpha\cos\beta = \frac{1}{4}\left\{\frac{dr_2^2}{dt^2} - v^2\cos\alpha^2 - v'^2\cos\beta^2\right\} \quad \ldots \ 5b)$$

$$\frac{d^2r_2}{dt^2} = +v\sin\alpha\frac{d\alpha_2}{dt} - v'\sin\beta\frac{d\beta_2}{dt}.$$

Durch Uebertragung der obigen Construction auf die jetzigen Verhältnisse stellt sich heraus, dass

$$+\frac{d\alpha_2}{dt} = \frac{v}{r}\sin\alpha - \frac{v'}{r}\sin\beta\cos\gamma$$

$$-\frac{d\beta_2}{dt} = \frac{v'}{r}\sin\beta - \frac{v}{r}\sin\alpha\cos\gamma$$

und somit

$$\frac{d^2r_2}{dt^2} = \frac{v^2}{r}\sin\alpha^2 - 2\frac{vv'}{r}\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma + \frac{v'^2}{r}\sin\beta^2 \quad \ldots \ 8b)$$

$$vv'\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma = \frac{r}{2}\left\{-\frac{d^2r_2}{dt^2} + \frac{v^2}{r}\sin\alpha^2 + \frac{v'^2}{r}\sin\beta^2\right\}. \quad \ldots \ 9b).$$

Durch Einsetzung der Werthe 5b) und 9b) in 3) entsteht

$$eds\quad e'ds'\frac{a^2}{r^2}\left\{\frac{1}{4}\frac{dr_2^2}{dt^2} - \frac{r}{2}\frac{d^2r_2}{dt^2} - \frac{1}{4}(v^2\cos\alpha^2 + v'^2\cos\beta^2)\right.$$
$$\left. + \frac{1}{2}(v^2\sin\alpha^2 + v'\sin\beta^2)\right\} \quad \ldots \ 10b).$$

c. Was die Uebertragung der Formel 3) auf die Wechselwirkung von $+e$ und $-e'$ anlangt, so mögen die Aenderungen von r, α und β mit dr_3, $d\alpha_3$, $d\beta_3$ bezeichnet werden und es findet die den Vorigen analoge Entwickelung statt. Es ist

$$\left.\begin{aligned} dr_3 &= +v\,dt\cos\alpha + v'\,dt\cos\beta \\ \frac{dr_3^2}{dt^2} &= v^2\cos\alpha^2 + 2vv'\cos\alpha\cos\beta + v'^2\cos\beta^2 \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ 4c)$$

$$-\frac{1}{2}vv'\cos\alpha\cos\beta = \frac{1}{4}\left\{-\frac{dr_3^2}{dt^2} + v^2\cos\alpha^2 + v'^2\cos\beta^2\right\} \ldots 5c)$$

$$\frac{d^2r_3}{dt^2} = -v\sin\alpha\frac{d\alpha_3}{dt} - v'\sin\beta\frac{d\beta_3}{dt},$$

welche Gleichung wegen

$$-\frac{d\alpha_3}{dt} = \frac{v}{r}\sin\alpha + \frac{v'}{r}\sin\beta\cos\gamma,$$

$$-\frac{d\beta_3}{dt} = \frac{v'}{r}\sin\beta + \frac{v}{r}\sin\alpha\cos\gamma$$

übergeht in

$$\frac{d^2 r_3}{dt^2} = \frac{v^2}{r} \sin \alpha^2 + 2 \frac{v v'}{r} \sin \alpha \sin \beta \cos \gamma + \frac{v'^2}{r} \sin \beta^2 \quad . \quad . \quad 8\,c)$$

$$v v' \sin \alpha \sin \beta \cos \gamma = \frac{r}{2} \left\{ \frac{d^2 r_3}{dt^2} - \frac{v^2}{r} \sin \alpha^2 - \frac{v'^2}{r} \sin \beta^2 \right\} \quad . \quad . \quad 9\,c).$$

Durch Einsetzung der Werthe 5c) und 9c) in 3) entsteht:

$$e\,ds \cdot e'\,ds' \frac{a^2}{r^2} \left\{ - \frac{1}{4} \frac{dr_3^2}{dt^2} + \frac{r}{2} \frac{d^2 r_3}{dt^2} + \frac{1}{4} (v^2 \cos \alpha^2 + v'^2 \cos \beta^2) \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2} (v^2 \sin \alpha^2 + v'^2 \sin \beta^2) \right\} \quad . \quad . \quad 10\,c).$$

d. Anlangend endlich die zwischen $-e$ und $+e'$ zur Geltung kommende Kraft, so mögen die Aenderungen von r, α, β mit $dr_4, d\alpha_4, d\beta_4$ bezeichnet werden, und die Formeln modificiren sich in folgender Weise.

$$\left. \begin{aligned} dr_4 &= - v\,dt \cos \alpha - v'\,dt \cos \beta \\ \frac{dr_4^2}{dt^2} &= v^2 \cos \alpha^2 + 2 v v' \cos \alpha \cos \beta + v'^2 \cos \beta^2 \end{aligned} \right\} \quad . \quad . \quad . \quad 4\,d)$$

$$- \frac{1}{2} v v' \cos \alpha \cos \beta = \frac{1}{4} \left\{ - \frac{dr_4^2}{dt^2} + v^2 \cos \alpha^2 + v'^2 \cos \beta^2 \right\} \quad . \quad . \quad 5\,d)$$

$$\frac{d^2 r_4}{dt^2} = + v \sin \alpha \frac{d\alpha}{dt} + v' \sin \beta \frac{d\beta}{dt}.$$

Darin ist

$$+ \frac{d\alpha}{dt} = \frac{v}{r} \sin \alpha + \frac{v'}{r} \sin \beta \cos \gamma$$

$$+ \frac{d\beta}{dt} = \frac{v'}{r} \sin \beta + \frac{v}{r} \sin \alpha \cos \gamma,$$

also

$$\frac{d^2 r_4}{dt^2} = \frac{v^2}{r} \sin \alpha + 2 \frac{v v'}{r} \sin \alpha \sin \beta \cos \gamma + \frac{v'^2}{r} \sin \beta^2 \quad . \quad . \quad . \quad 8\,d)$$

$$v v' \sin \alpha \sin \beta \cos \gamma = \frac{r}{2} \left\{ \frac{dr_4}{dt^2} - \frac{v^2}{r} \sin \alpha^2 - \frac{v'^2}{r} \sin \beta^2 \right\} \quad . \quad . \quad . \quad 9\,d).$$

Durch Einsetzung der Werthe von 5d) und 9d) in 3) entsteht

$$e\,ds \cdot e'\,ds' \frac{a^2}{r^2} \left\{ - \frac{1}{4} \frac{dr_4^2}{dt^2} + \frac{r}{2} \frac{dr_4^2}{dt^2} + \frac{1}{4} (v^2 \cos \alpha^2 + v'^2 \cos \beta^2) \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2} (v^2 \sin \alpha^2 + v'^2 \sin \beta^2) \right\} \quad . \quad . \quad . \quad 10\,d).$$

Nun ist jede der vier im Vorangehenden entwickelten Formeln der Ausdruck für die Wechselwirkung der Stromelemente, wenn sie allein herrührte von einer der vier dabei thätigen Einzelkräfte. Offenbar ist also der **Ausdruck für die**

ganze Wechselwirkung der Stromelemente gleich dem vierten Theil der vier in 10a), 10b), 10c), 10d) berechneten Werthe oder =

$$\frac{e\,ds\cdot e'\,ds'}{r^2}\,\frac{a^2}{16}\left\{\left(\frac{dr_1^2}{dt^2}+\frac{dr_2^2}{dt^2}-\frac{dr_3^2}{dt^2}-\frac{dr_4^2}{dt^2}\right)\right.$$
$$\left.-2r\left(\frac{d^2r_1}{dt^2}+\frac{d^2r_2}{dt^2}-\frac{d^2r_3}{dt^2}-\frac{d^2r_4}{dt^2}\right)\right\}\quad\ldots\quad 11).$$

Da nun aus den mit 4) bezeichneten Formeln hervorgeht, dass

$$\frac{dr_1^2}{dt^2}=\frac{dr_2^2}{dt^2},\qquad \frac{dr_3^2}{dt^2}=\frac{dr_4^2}{dt^2},$$

und aus den mit 8) bezeichneten, dass .... 12)

$$\frac{d^2r_1}{dt^2}=\frac{d^2r_2}{dt^2},\qquad \frac{d^2r_3}{dt^2}=\frac{d^2r_4}{dt^2},$$

so lässt sich die Formel 11) vereinfachen in

$$e\,ds\cdot e'\,ds'\,\frac{a^2}{4r^2}\left\{\frac{1}{2}\left(\frac{dr_1^2}{dt^2}-\frac{dr_3^2}{dt^2}\right)-r\left(\frac{d^2r_1}{dt^2}-\frac{d^2r_3}{dt^2}\right)\right\}\quad\ldots\quad 13).$$

Die Formel 11) lässt sich ferner betrachten als die Summe der folgenden vier symmetrischen Ausdrücke, welche die Elementarkräfte zwischen den Elektricitäten der Stromelemente bezeichnen, und zwar ist

$$-\frac{e\,ds\cdot e'\,ds'}{r^2}\left\{1-\frac{a^2}{16}\frac{dr_1^2}{dt^2}+\frac{a^2r}{8}\frac{d^2r_1}{dt^2}\right\}$$

das Maass für die Wirkung von $+e\,ds$ auf $+e'ds'$; ...... 14)

$$-\frac{e\,ds\cdot e'\,ds'}{r^2}\left\{1-\frac{a^2}{16}\frac{dr_2^2}{dt^2}+\frac{a^2r}{8}\frac{d^2r_2}{dt^2}\right\}$$

das Maass für die Wirkung von $-e\,ds$ auf $-e'ds'$;

$$+\frac{e\,ds\cdot e'\,ds'}{r^2}\left\{1-\frac{a^2}{16}\frac{dr_3^2}{dt^2}+\frac{a^2r}{8}\frac{d^2r_3}{dt^2}\right\}$$

das Maass für die Wirkung von $+e\,ds$ auf $-e'ds'$, und ...... 15)

$$+\frac{e\,ds\cdot e'\,ds'}{r^2}\left\{1-\frac{a^2}{16}\frac{dr_4^2}{dt^2}+\frac{a^2r}{8}\frac{d^2r_4}{dt^2}\right\}$$

das Maass für die Wirkung von $-e\,ds$ auf $+e'ds'$. Mit Berücksichtigung der unter 12) formulirten Umstände sind die beiden Werthe unter 14) einander gleich und die beiden unter 15) sind ebenfalls einander gleich.

Aus den so entwickelten Einzelformeln 14) und 15) ist nun zunächst zu schliessen:

dass die Wechselwirkung der in Bewegung befindlichen Elektricitäten eine andere sei als die der in Ruhe befindlichen. Namentlich würde die zwischen gleichen oder entgegengesetzten Elektricitäten wirksame Kraft bei deren Bewegung beeinträchtigt um eine Grösse, welche dem Quadrat ihrer Ge-

schwindigkeit $\frac{dr^2}{dt^2}$ proportional ist, und vermehrt um eine Grösse, welche der beschleunigenden Kraft $\frac{d^2 r}{d t^2}$ proportional ist.

Ferner sind in jenen Formeln die verschiedenen elektrostatischen und elektrodynamischen Fälle enthalten. Setzt man nämlich die Bewegung der vier Elektricitäten $= 0$, dann ist sowohl $\frac{dr}{dt}$ als auch $\frac{d^2 r}{dt^2} = 0$, die beiden Formeln 14) gehen über in

$$-\frac{e\,ds \cdot e'\,ds'}{r^2}$$

und zeigen, dass gleichnamige Elektricitäten nach Maassgabe des negativen Vorzeichens sich abstossen und zwar mit Kräften, welche den Mengen der Elektricitäten direct und dem Quadrate des Abstandes umgekehrt proportional sind. Die beiden Formeln 15) gehen über in

$$+\frac{e\,ds \cdot e'\,ds'}{r^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 16)$$

und weisen den vorigen gleiche, jedoch wegen des positiven Vorzeichens, anziehende Kräfte der entgegengesetzten Elektricitäten nach.

Anlangend die Leiterelemente, welche mit der Verbindungslinie r zusammenfallen und von gleichgerichteten Strömen durchflossen sind (vergl. §. 23, N. III, S. 211), so würden α, β und $\gamma = 0$ zu setzen sein. Infolge dessen gehen die in den Gleichungen 4a), b), c), d) enthaltenen Werthe über in

$$\frac{dr_1^2}{dt} = v^2 - 2vv' + v'^2$$

$$\frac{dr_2^2}{dt^2} = v^2 - 2vv' + v'^2$$

$$-\frac{dr_3^2}{dt^2} = -v^2 - 2vv' - v'^2$$

$$-\frac{dr_4^2}{dt^2} = -v^2 - 2vv' - v'^2$$

und die in den Formeln 8a), b), c), d) enthaltenen Werthe der zweiten Differentialcoefficienten sind $= 0$. Sonach reducirt sich die Formel 11) auf

$$-e\,ds \cdot e'\,ds' \frac{a^2}{r^2}\frac{vv'}{2} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 17),$$

wodurch in Uebereinstimmung mit der Erfahrung eine Abstossung entsprechend dem negativen Vorzeichen nachgewiesen wird.

Liegen die Leiterelemente in der Verbindungslinie r und werden von entgegengesetzten Strömen durchflossen, so ist α und $\gamma = 0$ und $\beta = 180^0$ zu setzen. Auch hier sind die zweiten Differentialcoefficienten $= 0$, die ersten haben aber die Werthe

$$\frac{dr_1^2}{dt^2} = v^2 + 2vv' + v'^2$$

$$\frac{dr_2^2}{dt^2} = v^2 + 2vv' + v'^2$$

$$-\frac{dr_3^2}{dt^2} = -v^2 + 2vv' - v'^2$$

$$-\frac{dr_4^2}{dt^2} = -v^2 + 2vv' - v'^2$$

die Formel 11) geht über in

$$+ e\,ds \cdot e'\,ds' \frac{a^2}{r^2} \frac{vv'}{2} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 18)$$

und zeigt durch ihr positives Vorzeichen die bekannte Anziehung.

Endlich mögen noch die beiden Fälle paralleler und auf der Verbindungslinie senkrechter Stromleiter hervorgehoben werden, für welche $\gamma = 0$ zu setzen ist. Sind die beiden durchfliessenden Ströme gleichgerichtet, so ist $\alpha = 90^0$ und $\beta = 90^0$. Während in den vorigen Fällen die Ausdrücke für die beschleunigenden Kräfte $\frac{d^2r}{dt^2} = 0$ wurden, sind hier die Ausdrücke für die Geschwindigkeiten $\frac{dr}{dt} = 0$. Dagegen verwandeln sich die in den Formeln 8a), b), c), d) enthaltenen Ausdrücke in folgende

$$\frac{d^2r_1}{dt^2} = \frac{1}{r}(v^2 - 2vv' + v'^2)$$

$$\frac{d^2r_2}{dt^2} = \frac{1}{r}(v^2 - 2vv' + v'^2)$$

$$-\frac{d^2r_3}{dt^2} = \frac{1}{r}(-v^2 - 2vv' - v'^2)$$

$$-\frac{d^2r_4}{dt^2} = \frac{1}{r}(-v^2 - 2vv' - v'^2),$$

wodurch die Formel 11) übergeht in

$$+ e\,ds \cdot e'\,ds' \frac{a^2}{r^2} vv'. \quad \ldots\ldots\ldots \quad 19)$$

Das positive Vorzeichen weist in Uebereinstimmung mit der Erfahrung die Anziehung paralleler und gleichgerichteter Leiterelemente nach, die mit einer dem Quadrate des Abstandes umgekehrt proportionalen Kraft geschieht.

Sind die senkrecht auf der Verbindungslinie stehenden parallelen Leiterelemente von entgegengesetzt gerichteten Strömen durchflossen, so werde $\alpha = 90^0$ und $\beta = 270^0$ gesetzt. Auch hier sind die Ausdrücke für die Geschwindigkeiten $\frac{dr}{dt} = 0$, die Ausdrücke für die beschleunigenden Kräfte erhalten aber die Werthe

$$\frac{d^2 r_1}{dt^2} = \frac{1}{r}(v^2 + 2vv' + v'^2$$

$$\frac{d^2 r_2}{dt^2} = \frac{1}{r}(v^2 + 2vv' + v'^2)$$

$$-\frac{d^2 r_3}{dt^2} = \frac{1}{r}(-v^2 + 2vv' - v'^2)$$

$$-\frac{d^2 r_4}{dt^2} = \frac{1}{r}(-v^2 + 2vv' - v'^2)$$

und Formel 11) wird zu

$$-eds \cdot e'ds' \frac{a^2}{r^2} vv' \quad \ldots \ldots \ldots \quad 20),$$

indem sie durch ihr negatives Vorzeichen die bekannte Abstossung unter den vorausgesetzten Umständen nachweist.

II. Wenn man die Formeln 14) und 15) der vorigen Nummer summirt, so erhält man wiederum die Formel 11), und setzt man in diese die Werthe für $\frac{dr_1^2}{dt^2}$ u. s. w. und $\frac{d^2 r_1}{dt^2}$ u. s. w. aus den Gleichungen 4a), b), c), d) und 8a), b), c), d) ein, so ergiebt sich offenbar rückwärts die ursprüngliche Formel AMPÈRE's für die Anziehung und Abstossung der constanten galvanischen Stromelemente.

Statt dieser Wiederholung mag der bezeichnete Process übertragen werden auf das gegenseitige Verhalten zweier Leiterelemente, von denen nur eines von einem constanten, das andere aber von einem veränderlichen Strom durchflossen wird. Den frühern Annahmen gemäss mögen $+e'ds'$ und $-e'ds'$ die entgegengesetzten Elektricitätsmengen in dem Leiterelement ds' sein, welche sich mit den veränderlichen Geschwindigkeiten $+v'$ und $-v'$ nach entgegengesetzten Seiten bewegen, sodass in dem Zeitelement dt sich die Geschwindigkeiten um die Grössen $+dv'$ und $-dv'$ ändern. Dagegen seien $+eds$ und $-eds$ die beiden entgegengesetzten Elektricitätsmengen in dem Leiterelement ds, welche sich mit dem constanten Geschwindigkeiten $+v$ und $-v$ nach entgegengesetzten Seiten bewegen. Allgemein ist nun die Summe der vier Werthe 14) und 15) ausgedrückt durch

$$\frac{eds \cdot e'ds'}{r^2} \frac{a^2}{16} \left\{ \left(\frac{dr_1^2}{dt^2} + \frac{dr_2^2}{dt^2} - \frac{dr_3^2}{dt^2} - \frac{dr_4^2}{dt^2} \right) \right.$$

$$\left. - 2r \left(\frac{d^2 r_1}{dt^2} + \frac{d^2 r_2}{dt^2} - \frac{d^2 r_3}{dt^2} - \frac{d^2 r_4}{dt^2} \right) \right\} \quad \ldots \quad 1).$$

In dieser Formel besitzen die ersten Differentialcoefficienten dieselben Werthe wie früher unter 4a), b), c), d), und sonach ist

$$\left.\begin{aligned} \frac{dr_1}{dt} &= -\frac{dr_2}{dt} = v \cos \alpha - v' \cos \beta \\ \frac{dr_3}{dt} &= -\frac{dr_4}{dt} = v \cos \alpha + v' \cos \beta \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad 2),$$

also

$$\left.\begin{aligned} \frac{dr_1^2}{dt^2} &= \frac{dr_2^2}{dt^2} = v^2 \cos \alpha^2 - 2vv' \cos \alpha \cos \beta + v'^2 \cos \beta^2 \\ \frac{dr_3^2}{dt^2} &= \frac{dr_4^2}{dt^2} = v^2 \cos \alpha^2 + 2vv' \cos \alpha \cos \beta + v'^2 \cos \beta^2 \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad 3).$$

Da aber v' veränderlich sein soll, bekommen die zweiten Differentialcoefficienten andere Werthe als dort, und zwar die folgenden:

$$\left.\begin{aligned}
\frac{d^2 r_1}{dt^2} &= \frac{v^2}{r}\sin\alpha^2 - 2\frac{vv'}{r}\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma + \frac{v'^2}{r}\sin\beta^2 - \cos\beta\frac{dv'}{dt}\\
\frac{d^2 r_2}{dt^2} &= \frac{v^2}{r}\sin\alpha^2 - 2\frac{vv'}{r}\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma + \frac{v'^2}{r}\sin\beta^2 + \cos\beta\frac{dv'}{dt}\\
\frac{d^2 r_3}{dt^2} &= \frac{v^2}{r}\sin\alpha^2 + 2\frac{vv'}{r}\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma + \frac{v'^2}{r}\sin\beta^2 + \cos\beta\frac{dv'}{dt}\\
\frac{d^2 r_4}{dt^2} &= \frac{v^2}{r}\sin\alpha^2 + 2\frac{vv'}{r}\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma + \frac{v'^2}{r}\sin\beta - \cos\beta\frac{dv'}{dt}
\end{aligned}\right\} \ldots 4).$$

Durch Einsetzung dieser Werthe in 1) und unter Berücksichtigung dessen, dass infolge Gleichung 2) der vorigen Nummer $i = aev$ und $i' = ae'v'$, geht jene Formel über in

$$\frac{ii'\,ds\,ds'}{r^2}\left\{\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma - \frac{1}{2}\cos\alpha\cos\beta\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5).$$

Da aber diese Formel identisch ist mit der unter 1) der vorigen Nummer, so geht daraus hervor, dass das AMPÈRE'sche Gesetz ebensowohl für Ströme mit veränderlicher als für Ströme mit constanter Geschwindigkeit der Elektricitäten Anwendung findet.

III. Der vorstehenden Darstellung gemäss ist die Theorie der elektrodynamischen Kräfte zurückgeführt auf die Wechselwirkung der in Bewegung befindlichen Elektricitäten, welche gegenüber derjenigen, die den ruhenden Elektricitäten zukommt, einen Verlust erleidet proportional dem Quadrate der Geschwindigkeit und einen Zuwachs proportional der beschleunigenden Kraft. Hierbei ist es nun gleichgültig, ob man annimmt, die entgegengesetzten Elektricitäten bewegen sich durch die ganze Länge des Leiters nach entgegengesetzten Seiten, oder ob man den Vorgang so ansieht, als ob sie von Querschnitt zu Querschnitt des Leiters sich in einem Process beständiger Vertheilung und gegenseitiger Vernichtung befänden. Es kommt nämlich bei der letzten Vorstellungsweise den dünnsten Schichten der entgegengesetzten Elektricitäten eine entgegengesetzte Bewegung zu, aus welcher für die Wirkung nach aussen sich eine Resultante zusammensetzt, die der aus der ersten Anschauung hervorgehenden Kraft gleich ist.

Wären nun die in Bewegung befindlichen Elektricitäten Massen, d. i. Quantitäten von Materie, welche bewegenden Kräften ein Beharrungsvermögen entgegensetzen, so würde sich der gefundene Unterschied zwischen den von ihnen ausgehenden Kräften erklären lassen, je nachdem die Massen in Ruhe oder je nachdem sie in Bewegung sind, indem im letzteren Fall ein Antheil der Gesammtkraft zur Bewegung der Massen verwandt wird und sonach den Druck modificirt, welcher im ersteren Fall allein zur Geltung kommt. Doch ist die materielle Natur der Elektricität noch nicht nachgewiesen. Desshalb hat man sich nach WEBER den Vorgang so zu denken, als ob die Bewegungen, welche zunächst die Elektricitäten erfahren, in unmessbar kurzer Zeit von ihrem ponderabeln Träger infolge des von diesem entgegengesetzten Widerstandes aufgehoben und somit die die Elektricitäten bewegenden Kräfte an ihren Träger abgesetzt würden. Dieser Vorgang ist aber in der rechnenden Herleitung nicht enthalten.

Dass aber das materielle Substrat des vom Strom durchflossenen Leiters und nicht die im Strome zur Vertheilung und Ausgleichung kommenden Elektricitäten

der Träger derjenigen Kräfte ist, mit welchen sich die Stromleiter anziehen oder abstossen, wird durch folgende experimentelle Vergleichung des elektrostatischen mit dem elektrodynamischen Grundgesetz dargethan. Es verhalten sich nämlich in dieser Beziehung die ruhenden Elektricitäten wesentlich anders als die bewegten. Ersteren kommt die Anziehung und Abstossung an sich zu, und desswegen verändern sie ihren Ort in dem von ihnen erfüllten Leiter. Letztere verändern aber ihren Ort nicht im Leiter, sondern nur mit ihm bei dem elektrodynamischen Fundamentalversuch.

Der elektrostatische Fundamentalversuch besteht darin, dass man z. B. eine isolirte Metallkugel mit positiver und eine andere mit negativer Elektricität füllt und dann die Anziehung beider nachweist, oder dass man die Abstossung derselben aufzeigt, wenn beide Kugeln mit gleichnamigen Elektricitäten gefüllt sind. Hieraus würde man nur zu schliessen berechtigt sein, dass zwei mit ungleichnamigen Elektricitäten geladene Körper sich anziehen, zwei mit gleichnamigen geladene Körper sich aber abstossen. Aendert man den Versuch aber dahin ab, dass man die Dichtigkeiten der Elektricitäten auf den zugewandten und abgekehrten Seiten der Kugeln in bekannter Weise an der Drehwage misst, so beobachtet man bei einer Ladung mit ungleichnamigen Elektricitäten eine grössere Dichtigkeit auf den einander zugewandten, eine geringere auf den abgewandten Seiten. Umgekehrt beobachtet man bei gleichnamiger Ladung eine geringere Dichtigkeit an den einander zugewandten und eine grössere an den abgewandten Stellen. Die Elektricitäten ändern also ihren Ort auch abgesehen von ihren Trägern, und sonach schliesst man, dass nicht die mit entgegengesetzten oder gleichnamigen Elektricitäten geladenen Körper an sich, sondern vielmehr die auf ihnen befindlichen Elektricitäten sich gegenseitig anziehen oder abstossen, und dass die vorigen Erscheinungen nur daher rühren, dass die Anziehung oder Abstossung auf ihre Träger übertragen worden ist.

Das Analogon der ersten Kategorie von Erscheinungen bieten die AMPÈRE'schen Fundamentalversuche, infolge deren zwei parallele bewegliche Leitungsdräthe sich gegenseitig anziehen, wenn sie von gleichgerichteten Strömen, sich abstossen, wenn sie von entgegengesetzt gerichteten Strömen durchflossen werden. Würden nun bei diesen Versuchen die in Bewegung befindlichen Elektricitäten sich gegenseitig anziehen oder abstossen, und würden denselben ihre Träger blos passiv folgen, so müsste sich auch für die zweite Klasse der obigen Erscheinungen ein Analogon herausstellen. Ich gelangte durch die folgenden Versuche zu einem negativen Ergebniss [2].

Es wurden drei flache Spiralen *a*, *b*, *c* in *Fig. 390* aus je 43 Meter übersponnenem Kupferdrath angefertigt. Zwei derselben *b* und *c* schlossen neben einander und gleichzeitig den Rheomotor ϱ, führten aber vor ihrer Wiedervereinigung zu den beiden Dräthen eines empfindlichen Differentialgalvanometers g, derart, dass diese vom Strome im entgegengesetzten Sinne durchflossen wurden. In eine der nebeneinander hergehenden Partialschliessungen war ein Rheostat *s* eingeschalten,

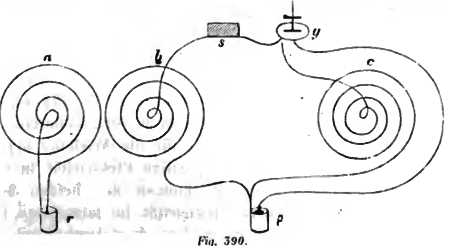


Fig. 390.

mit dessen Hülfe die Doppelnadel den Multiplicatorwindungen genau parallel gestellt wurde. Die Vorrichtung besass jetzt eine so grosse Empfindlichkeit, dass die Ein- oder Ausschaltung eines 2 mm dicken Messingdrathes von 1 Decimeter Länge die Galvanometernadel um 5° ablenkte. Demnächst wurde die Spirale *a* ebenfalls durch einen kräftigen Strom erregt und auf die Spirale *b* gelegt. Obschon nun im Moment der Annäherung der in *b* hervorgerufene Inductionsstrom die Galvanometernadel mit Heftigkeit gegen die Hemmungen warf, ging dieselbe doch sofort wieder genau nach dem Nullpunkt der Theilung zurück. Hätte aber der Strom in *a* den Strom in *b* bei parallel gerichteten Windungen angezogen oder bei entgegengesetzt gerichteten abgestossen, so würde dadurch eine Intensitätsvermehrung oder Verminderung des in *b* umlaufenden[2] Stromes auf Kosten des in *c* umlaufenden bewirkt worden sein, es hätte also das Gleichgewicht am Galvanometer dauernd gestört werden müssen. — Ebenso wie die flachen Spiralen verhielten sich auch cylindrische von noch beträchtlicherer Drathlänge, mochte sich *a* im Hohlraum von *b* oder *b* in dem von *a* befinden. Nicht anders war das Ergebniss, wenn in diesem Fall die Spirale *a* durch einen Magneten oder durch einen Cylinder von weichem Eisen ersetzt wurde. Ebenso wenig konnte eine dauernde Aenderung im Stand der Rheoskope beobachtet werden, wenn statt der Spiralen gerade, im Zimmer umhergelegte Dräthe substituirt wurden, oder wenn in die Partialschliessungen *b* und *c* gesonderte Multiplicatoren eingeschalten waren. Aus diesen Versuchen geht aber hervor, dass nicht die in Strömung befindlichen Elektricitäten sich gegenseitig anziehen oder abstossen, sondern dass die elektrodynamischen Erscheinungen — im Gegensatz zu den elektrostatischen — herrühren von einer Wechselwirkung der ponderabeln Stromträger.

Wie die elektrodynamischen Wechselwirkungen verhalten sich auch die elektromagnetischen. Würde nämlich ein Magnet auf den Strom und nicht auf dessen Träger die bekannte Richtkraft ausüben, so dürfte z. B. der BARLOW'sche Versuch (§. 30, N. I, S. 309) nur gelingen, wenn das sich drehende Rad sternförmig ausgeschnitten wäre und blos mit den Spitzen in das Quecksilber taucht. Der Versuch gelingt aber ebenso gut, wenn man sich einer massiven Metallscheibe statt der sternförmigen bedient, obschon in diesem Fall der Strom stets unter denselben Bedingungen gegen den Magneten verharrt und nur die durchströmte Materie ihre Lage gegen denselben ändert.

---

[1] W. WEBER. *Elektrodynamische Maassbestimmungen. Erste Abhandlung, über ein allgemeines Grundgesetz der elektrischen Wirkungen. Art. 18 ff. Abhandlungen bei Begründung der königl. sächs. Gesellschaft der Wissenschaften zu Leipzig, 1846. — Auch gesondert, Leipzig 1852.

[2] v. FEILITZSCH. *Amtlicher Bericht über die 34ste Naturforscherversammlung in Karlsruhe im Sept. 1858. Karlsruhe 1859. S. 151.

§. 51. Theorie der Voltainduction und der Gleitstellen.

Die im vorigen Paragraphen aufgestellten Ansichten erweisen auch noch dadurch ihre Fruchtbarkeit, dass sie von W. WEBER mit Erfolg einer Theorie der Voltainduction zu Grunde gelegt werden konnten. Dort ergaben sich nämlich vier Ausdrücke, und zwar zwei für die Wirkung der beiden bewegten Elektricitäten in dem einen auf die positive Elektricität in dem andern Leiterelement und zwei andere für die Wirkungen der beiden bewegten Elektricitäten im ersteren auf die negative Elektricität im letzteren. Die Summe aller vier gab das Maass der elektrodynamischen Anziehung oder Abstossung, welche beide

Elemente auf einander ausüben. Nimmt man aber die Differenz von der Summe der ersteren und der Summe der letzteren beiden Ausdrücke, so erhält man ein Maass für die Kraft, mit welcher die beiden Elektricitäten im letzteren Element in ihrem Bewegungs- oder Ruhezustand gestört werden. Es zeigt sich leicht, dass diejenigen Werthe der so gewonnenen Formel, welche vom relativen Bewegungszustand der Elektricitäten im letzteren Element abhängen, bei dieser Rechnung aus der Formel ausfallen. Da sonach die Elektricitäten desselben sich ursprünglich in relativem Ruhezustand befinden können, mag dieses Element das Leiterelement, das erstere das Stromelement genannt werden, und das Maass der Kraft, mit welcher das Stromelement auf die Elektricitäten im Leiterelement trennend einwirkt, ist die inducirte elektromotorische Kraft. Wendet man die Rechnung auf ein von constantem Strom durchflossenes Element und ein Leiterelement an, welche sich einander annähern oder sich von einander entfernen, so deutet der gewonnene Ausdruck für die elektromotorische Kraft auf einen im Leiterelement inducirten Strom von entgegengesetzter oder von gleicher Richtung des inducirenden. Dasselbe findet man, wenn man die Rechnung überträgt auf den Fall, wo Leiterelement und Stromelement in constantem Abstand von einander bleiben, wo jedoch in letzterem die Stromstärke zunimmt oder abnimmt. Findet dagegen weder eine Aenderung in der Bewegung der Elemente noch eine Aenderung in der Stromstärke statt, so ist auch die inducirte elektromotorische Kraft gleich Null.

Das Alles stimmt mit den, aus dem Früheren bekannten Erfahrungen überein. Auch lassen sich die neuen Anschauungen rechnend übertragen auf diejenigen Gesetze der Induction, welche nach Neumann's Vorgang im 40. Paragraphen behandelt wurden. Nur schien es für einen Augenblick, als ob sich diese Theorie nicht anwenden liesse auf diejenigen Fälle, wo man es mit einer Induction durch Gleitstellen zu thun hat.

Der Begriff der Gleitstellen ist von Neumann eingeführt worden. Er fand nämlich die herkömmliche Eintheilung in geschlossene und ungeschlossene Ströme oder Leiter um desswillen für ungerechtfertigt, weil in einem ungeschlossenen Leiter weder ein primärer noch ein secundärer Strom entstehen kann, und man darunter uneigentlich ein solches Leiterstück versteht, welches sich unabhängig von dem Rest des Umlaufes bewegen kann, ohne dass die Continuität der Strombahn unterbrochen wird. Die inducirenden und die inducirten Strombahnen werden also, wenn sie nicht ohne Gestaltänderung blos durch Annäherung oder Entfernung oder Stromschwankung wirken sollen, besser allgemein als aus zwei oder mehren Leiterstücken bestehend gedacht, von denen das eine feststeht und das andere oder die anderen ohne Unterbrechung der Continuität sich mit oder ohne Gestaltänderung bewegen können. So mag z. B. in *Fig. 391* $d''ab''$ der feststehende Antheil des Umlaufes sein und c der bewegliche. Letzterer kann in die Lage und Gestalt von c' oder c'' übergeführt werden. Bleibt er an den Stellen $bb'b''$ und $dd'd''$ in steter Berührung mit ersterem, so sind die Bedingungen für die Induction durch partielle

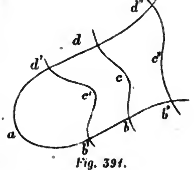


Fig. 391.

Bewegungen erfüllt, mag der Gesammtumlauf den primären oder den secundären Strom leiten. Die *Fig. 392* stellt den analogen Vorgang für einen festen Antheil $d_1 a b_1$ und zwei bewegliche Antheile dc und cb dar, welche letztere unter steter Berührung bei d, c und b die in Rede stehenden Bedingungen erfüllen, wenn sie aus dieser Lage und Gestalt in die Lage und Gestalt von $d_1 c_1$ und $c_1 b_1$ übergeführt werden. „**Gleitstellen** sind nun diejenigen Stellen $d \ldots b \ldots$, in welchen die Elemente eines Drathstückes über den Elementen eines andern Drathstückes — der leitenden Verbindung wegen, unter einem gewissen Druck — fortgleiten, oder in welchen die Drathenden in einer Quecksilberrinne fortgeführt werden. Die Abschnitte zwischen zwei aufeinander folgenden Gleitstellen werden **Leiterstücke** genannt."

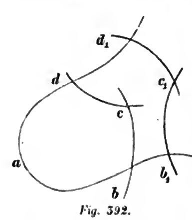


Fig. 392.

Wird nun die Theorie unmittelbar auf solche Inductionsfälle übertragen, bei denen die Leitung des primären Stromes durch Gleitstellen vermittelt wird, so erhält man unter Umständen gerade das entgegengesetzte Vorzeichen für die berechneten Inductionsströme, als es NEUMANN's Gesetze in Uebereinstimmung mit dem Experiment verlangen. Eine unmittelbare Uebertragung ist jedoch unstatthaft, indem hier nicht blos eine, sondern vielmehr drei Ursachen inducirend wirken. Zunächst werden nämlich Inductionsströme durch die Bewegung des Leiterstückes erregt. Dann aber treten während dieser Bewegung stets neue Theile der festen Unterlage in die Stromleitung ein oder aus, und diese wirken um desswillen inducirend, weil sich in ihnen die Stromstärke zwischen Null und der in der übrigen Leitung gegebenen ändert. Und dazu kommt endlich noch die wichtige inducirende Ursache, dass nämlich in der Gleitstelle selbst die Elektricitäten eine plötzliche Geschwindigkeitsänderung erleiden, indem sie beim Uebergang von der ruhenden Unterlage in das begrenzte Leiterstück an dessen Bewegung Antheil nehmen müssen, und umgekehrt dessen Bewegung sofort verlieren, wenn sie vom begrenzten Leiterstück zur ruhenden Unterlage abfliessen. — Werden nun diese drei inducirenden Ursachen in geeigneter Weise in Rechnung gebracht, so bewährt sich WEBER's Theorie auch für die Induction mit Gleitstellen.

I. Um die Inductionserscheinungen mit den elektrodynamischen und elektrostatischen Erscheinungen in Verbindung zu setzen, stellte FECHNER [1] die folgenden beiden Grundsätze auf

1. Jede Wirkung eines Stromelementes lässt sich ansehen als zusammengesetzt aus der Wirkung eines positiven und eines gleichstarken negativen Elektricitätstheilchens, die gleichzeitig dasselbe Raumelement in entgegengesetztem Sinn durchlaufen.
2. Die Wirkung zweier Stromelemente auf einander lässt sich mit Rücksicht auf diese Zusammensetzung durch die Voraussetzung repräsentiren, dass gleichartige Elektricitäten anziehend auf einander wirken, wenn sie in gleichem Sinne oder nach einer gemeinschaftlichen Winkelspitze hingehen, entgegengesetzte Elektricitäten aber sich anziehen, wenn sie in entgegengesetztem

Sinne gehen, oder so, dass die eine sich der gemeinschaftlichen Winkelspitze nähert, während die andere sich davon entfernt.

Hiernach erklärt er diejenige Klasse von Inductionsströmen, welche durch Annäherung oder Entfernung eines geschlossenen unthätigen Leiters $a'b'$ der *Fig. 393* gegen einen von einem galvanischen Strome durchflossenen Leiter ab entstehen, folgendermassen: Bewegt sich die positive Elektricität in ab von o nach b und die negative von o nach a und befindet sich an der Stelle np des Drathes $a'b'$ eine gleiche Menge positiver und negativer Elektricität, welche passiv dem bewegten Drathe $a'b'$ in der Richtung npo folgen, so wird das positive Theilchen p nach der Winkelspitze o hinbewegt, während die active positive Elektricität in ab sich von o fortbewegt. Es wird also p von letzterer abgestossen und nach a' bewegt. Dieselbe Bewegung wird noch dadurch unterstützt, dass sich in ab positive Elektricität von a aus nach der Winkelspitze o hinbewegt, so wie dadurch, dass die active negative Elektricität in ab gleiche Bewegungsantriebe in p hervorruft. Auf das negative Theilchen n wirken vier analoge Bewegungsantriebe nach der Richtung nb'. Sonach wird während der Dauer der passiven Annäherung von $a'b'$ an ab ein Strom in ersterem inducirt, welcher in Uebereinstimmung mit der Erfahrung die entgegengesetzte Richtung des primären Stromes hat.

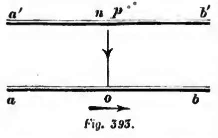


Fig. 393.

Obschon nun die Inductionswirkung eines bewegten vom Strome durchflossenen Leiters gegen einen ruhenden stromlosen Leiter nicht aus jenen Voraussetzungen folgt, und obschon die zweite Klasse von Inductionserscheinungen, die aus Intensitätsänderungen des primären Stromes entstehen, nur dann sich nach denselben erklären, wenn neue Voraussetzungen zu Hülfe genommen werden: so hatte doch Fechner Bahn gebrochen zu denjenigen Untersuchungen, durch welche Weber [2] die Voltainduction mit den elektrodynamischen und mit den elektrostatischen Erscheinungen in Verbindung setzte.

II. Hiernach möge zuvörderst die Theorie derjenigen Voltainduction behandelt werden, welche entsteht durch Annäherung oder Entfernung eines Leiterelementes von der Länge ds gegen ein ruhendes constantes Stromelement von der Länge ds'. Werden die in der Längeneinheit des Stromelementes nach entgegengesetzter Richtung bewegten Elektricitätsmengen mit $+e'$ und $-e'$ bezeichnet, und die relativ zum Leiterelement ds in der Längeneinheit dieses Leiters ruhenden, also zum nullelektrischen Zustand vereinigten Elektricitätsmengen mit $+e$ und $-e$, so sind die für beide Elemente in Betracht kommenden Elektricitätsmengen

$$+e'ds', \qquad -e'ds', \qquad +e\,ds \text{ und } -e\,ds.$$

Wie in §. 50, N. I, S. 734 und *Fig. 389* möge die beide Elemente verbindende Gerade eine Länge $= r$ haben und die positive Elektricität $+e'$ des Stromelementes möge sich mit einer Geschwindigkeit $+v'$ nach derjenigen Richtung bewegen, nach welcher das Element mit r einen Winkel β einschliesst, während sich die negative Elektricität mit einer Geschwindigkeit $-v'$ nach der entgegengesetzten Seite bewegt. Das zu inducirende Leiterelement bilde mit der Verlängerung der Verbindungslinie r einen Winkel φ und werde mit einer Geschwindigkeit v parallel mit sich selbst in einer Richtung bewegt, welche mit der Verlängerung der Verbindungslinie r einen Winkel α bildet. Sonach bewegen sich sowohl $+e\,ds$ als $-e\,ds$ gleichzeitig mit der Geschwindigkeit $+v$, unter Beibehaltung der angenommenen Bewegungsrichtung des Elementes ds, oder gleichzeitig mit der Geschwindigkeit $-v$, wenn die Bewegungsrichtung der vorigen entgegengesetzt wird. Drückt ferner dt das

Zeitelement aus, während dessen sich $+e'$ und $-e'$ durch die Länge ds' nach entgegengesetzten Seiten bewegt haben, so können die früher §. 50, N. 1 auf S. 738, entwickelten Formeln 14) und 15) auf den hier statthabenden Process übertragen werden. Diese Formeln wurden jedoch unter der Voraussetzung einer Annäherung (Anziehung) der Elemente ds und ds' aus der dortigen Formel 1) hergeleitet, blos mit Beibehaltung des obern Vorzeichens. Hier dagegen entfernt sich ds von ds', wenn seine Bewegungsrichtung den Winkel α mit der Verlängerung von r macht. Die Formeln 14) und 15) sind also auf diesen Fall mit entgegengesetztem Vorzeichen zu übertragen. Somit ist allgemein:

$$+\frac{e\,ds\cdot e'\,ds'}{r^2}\left\{1-\frac{a^2}{16}\frac{dr_1^2}{dt^2}+\frac{a^2r}{8}\frac{d^2r_1}{dt^2}\right\}\quad\ldots\ldots\quad 1)$$

das Maass für die Wechselwirkung von $+e\,ds$ und $+e'ds'$,

$$+\frac{e\,ds\cdot e\,d's'}{r^2}\left\{1-\frac{a^2}{16}\frac{dr_2^2}{dt^2}+\frac{a^2r}{8}\frac{d^2r_2}{dt^2}\right\}\quad\ldots\ldots\quad 2)$$

das Maass für die Wechselwirkung von $-e\,ds$ und $-e'ds'$,

$$-\frac{e\,ds\cdot e'\,ds'}{r^2}\left\{1-\frac{a^2}{16}\frac{dr_3^2}{dt^2}+\frac{a^2r}{8}\frac{d^2r_3}{dt^2}\right\}\quad\ldots\ldots\quad 3)$$

das Maass für die Wechselwirkung von $+e\,ds$ und $-e'ds'$ und

$$-\frac{e\,ds\cdot e'\,ds'}{r^2}\left\{1-\frac{a^2}{16}\frac{dr_4^2}{dt^2}+\frac{a^2r}{8}\frac{d^2r_4}{dt^2}\right\}\quad\ldots\ldots\quad 4)$$

das Maass für die Wechselwirkung von $-e\,ds$ und $+e'ds'$. Darinnen bedeuten dr_1, dr_2, dr_3, dr_4 die Aenderungen von r für die vier Combinationen der Elektricitätsbewegungen.

Um hieraus das Maass für die Wirkung zu erhalten, welche von beiden in Strömung befindlichen Elektricitäten auf $+e\,ds$ ausgeübt wird, sind die Werthe 1) und 3) zu addiren, und das giebt

$$-\frac{e\,ds\cdot e'\,ds'}{r^2}\frac{a^2}{16}\left\{\left(\frac{dr_1^2}{dt^2}-\frac{dr_3^2}{dt^2}\right)-2r\left(\frac{d^2r_1}{dt^2}-\frac{d^2r_3}{dt^2}\right)\right\}\quad\ldots\quad 5).$$

Auf $-e\,ds$ üben dagegen beide in Strömung befindlichen Elektricitäten eine Wirkung aus, welche gleich ist der Summe von 2) und 4) und zwar

$$-\frac{e\,ds\cdot e'\,ds'}{r^2}\frac{a^2}{16}\left\{\left(\frac{dr_2^2}{dt^2}-\frac{dr_4^2}{dt^2}\right)-2r\left(\frac{d^2r_2}{dt^2}-\frac{d^2r_4}{dt^2}\right)\right\}\quad\ldots\quad 6).$$

Da nun diese beiden Werthe von einander verschieden sind, so hat die Differenz von 5) und 6) oder

$$-\frac{e\,ds\cdot e'\,ds'}{r^2}\frac{a^2}{16}\left\{\left(\frac{dr_1^2}{dt^2}-\frac{dr_3^2}{dt^2}-\frac{dr_2^2}{dt^2}+\frac{dr_4^2}{dt^2}\right)\right.$$
$$\left.-2r\left(\frac{d^2r_1}{dt^2}-\frac{d^2r_3}{dt^2}-\frac{d^2r_2}{dt^2}+\frac{d^2r_4}{dt^2}\right)\right\}\quad\ldots\quad 7)$$

einen von Null verschiedenen Werth. Mit dem dadurch ausgedrückten Kraftmaass werden aber die beiden Elektricitäten in ds getrennt und bilden den Inductionsstrom.

Der Werth dieser Formel findet sich, wenn man für $\frac{dr_1^2}{dt^2}\dots$ und $\frac{d^2r_1}{dt^2}\dots$ die in §. 50, N. I, unter 4a), b), c), d) und 8a), b), c), d) entwickelten Ausdrücke einsetzt, und dabei berücksichtigt, dass dort $-e$ eine Geschwindigkeit $-v$ hatte, während ihm hier eine Geschwindigkeit $+v$ zukommt. Sonach ist:

$$\left.\begin{aligned}
+\frac{dr_1^2}{dt^2} &= +v^2\cos\alpha^2 - 2vv'\cos\alpha\cos\beta + v'^2\cos\beta^2\\
-\frac{dr_2^2}{dt^2} &= -v^2\cos\alpha^2 - 2vv'\cos\alpha\cos\beta - v'^2\cos\beta^2\\
-\frac{dr_3^2}{dt^2} &= -v^2\cos\alpha^2 - 2vv'\cos\alpha\cos\beta - v'^2\cos\beta^2\\
+\frac{dr_4^2}{dt^2} &= +v^2\cos\alpha^2 - 2vv'\cos\alpha\cos\beta + v'^2\cos\beta^2
\end{aligned}\right\}\quad .\ .\ 8)$$

und

$$\left.\begin{aligned}
+r\frac{d^2r_1}{dt^2} &= +v^2\sin\alpha^2 - 2vv'\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma + v'^2\sin\beta^2\\
-r\frac{d^2r_2}{dt^2} &= -v^2\sin\alpha^2 - 2vv'\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma - v'^2\sin\beta^2\\
-r\frac{d^2r_3}{dt^2} &= -v^2\sin\alpha^2 - 2vv'\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma - v'^2\sin\beta^2\\
+r\frac{d^2r_4}{dt^2} &= +v^2\sin\alpha^2 - 2vv'\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma + v'^2\sin\beta^2
\end{aligned}\right\}\quad .\ .\ 9).$$

Berücksichtigt man überdem noch, dass nach der auf S. 734 befindlichen Formel 2)

$$i' = ae'v',$$

so geht der Ausdruck 7) über in

$$-\frac{i'\,ds\,ds'}{r^2}\,aev\left\{\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma - \frac{1}{2}\cos\alpha\cos\beta\right\}.\quad .\ .\ .\ 10).$$

Dieser, der AMPÈRE'schen Formel für die elektrodynamische Wechselwirkung zweier Stromelemente ähnliche Ausdruck stellt nun die Kraft dar, mit welcher das ruhende constante Stromelement ds' die beiden Elektricitäten in dem bewegten Leiterelement ds trennt, und zwar nach der Richtung der Verbindungslinie r. Ein Inductionsstrom kann aber nur entstehen nach der Richtung des Leiterelementes ds selbst, und da dieses mit r einen Winkel φ bilden soll, wird die Kraft, mit welcher die Elektricitäten nach der Richtung des inducirten Elementes ds in diesem geschieden werden, d. i. die elektromotorische Kraft des Inductionsstromes gefunden, wenn man den Ausdruck 10) noch mit $\cos\varphi$ multiplicirt. Diese ist also

$$-\frac{i'\,ds\,ds'}{r^2}\,aev\cos\varphi\left\{\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma - \frac{1}{2}\cos\alpha\cos\beta\right\}\quad .\ .\ 11).$$

Die Elektricitätsmenge e, welche in der Längeneinheit des inducirten Leiters enthalten ist und zur Vertheilung kommen kann, ist jedoch, so weit die Erfahrung bis jetzt reicht, eine unbegrenzte, und desswegen „versteht man gewöhnlich unter

elektromotorischer Kraft die beschleunigende Kraft, welche die angegebene absolute Kraft auf die in der Längeneinheit des inducirten Leitungsdrathes enthaltene Elektricitätsmenge e ausübt, und welche durch Division des obigen Werthes mit e erhalten wird", also

$$-\frac{i' ds\, ds'}{r^2} a v \cos \varphi \left\{ \sin \alpha \sin \beta \cos \gamma - \frac{1}{2} \cos \alpha \cos \beta \right\} \quad . \quad . \quad 12).$$

Der daraus hervorgehende Strom hat die Richtung des primären inducirenden Stromes, wenn der Ausdruck einem positiven Werth entspricht; giebt er jedoch einen negativen, so ist die inducirte Stromesrichtung die umgekehrte von der inducirenden.

Um die Formel auf geläufige Beispiele anzuwenden, mag sich das Leiterelement ds senkrecht zu seiner Längsausdehnung bewegen und sich dem Stromelement ds' annähern. Infolge dessen wird $\alpha = \varphi + 90^0$. Sind überdem noch beide Elemente in einer Ebene und einander parallel, so wird $\cos \gamma = 1$, $\cos \varphi = \cos \beta$, $\sin \alpha = \cos \beta$ und $-\cos \alpha = \sin \beta$. Es geht also 12) über in

$$-\frac{i' ds\, ds'}{r^2} a v \cdot \frac{3}{2} \cos \beta^2 \sin \beta$$

und das negative Vorzeichen beweist in Uebereinstimmung mit der Erfahrung, dass der resultirende Inductionsstrom die entgegengesetzte Richtung von dem inducirenden hat.

Entfernt sich unter übrigens gleichen Bedingungen das Leiterelement von dem Stromelement, so wird entweder $v < 0$, oder es ist, wenn man v einen absoluten Werth beimisst, $\alpha = \beta - 90^0$ zu setzen, wesswegen $\sin \alpha$ negativ wird, aber $\cos \alpha$ positiv bleibt. Die Formel 12) geht sonach über in

$$+\frac{i' ds\, ds'}{r^2} a v \cdot \frac{3}{2} \cos \beta^2 \sin \beta.$$

Also wäre der mit dem primären gleichgerichtete secundäre Strom für die Entfernung des Leiterelementes von dem constanten Stromelement durch das positive Vorzeichen ebenfalls erwiesen.

Sobald die Bewegung des Leiterelementes aufhört, wird v und somit der Werth der Formel 12) gleich Null; die Induction des secundären Stromes hört also mit der Bewegung auf. —

— Ist ferner das Stromelement ds' beweglich, bleibt aber das Leiterelement ds in Ruhe, so lässt sich dieser Fall nach Analogie dessen, was S. 487 im ersten Absatz erörtert wurde, auf den bisher betrachteten Fall zurückführen, wo nur das Leiterelement beweglich, das Stromelement aber als ruhend angenommen wurde.

III. Einen von dem vorigen wesentlich verschiedenen Fall bietet die Voltainduction in einem Leiterelement ds durch Aenderung der Stromstärke in einem benachbarten Leiterelement ds'. Es möge angenommen werden, dass das Leiterelement ds von den Elektricitätsmengen $+eds$ und $-eds$ mit der constanten Geschwindigkeit v nach entgegengesetzten Richtungen durchströmt werde, während das Element ds' in seiner Längsausdehnung von den Elektricitätsmengen $+e'ds'$ und $-e'ds'$ nach entgegengesetzten Richtungen mit einer veränderlichen Geschwindigkeit v' durchströmt werde. Letztere soll sich für das Zeitelement dt [illegible] $+dv'$ für $+e'ds'$ und um $-dv'$ für $-e'ds'$ ändern. Der Winkel, [illegible]n die Verlängerung der Verbindungslinie r zwischen beiden Elementen mit ds

und somit auch mit der in ds strömenden Elektricität macht, werde durch α, und der, welchen r mit ds' macht, werde durch β bezeichnet. Die jetzigen Voraussetzungen sind also dieselben wie unter §. 50, N. II. Während aber dort behufs Berechnung der elektrodynamischen Kraft der Ausdruck für die Wirkungen von $+e'ds'$ und $-e'ds'$ auf $+eds$ und der für die Wirkungen $+e'ds'$ und $-e'ds'$ auf eds summirt werden mussten, wird zur Ermittelung der durch Stromschwankung hervorgerufenen Induction (wie in der vorigen Nummer) die Differenz dieser Werthe erforderlich. Der allgemeine Ausdruck dafür ist derselbe wie der unter 7) der vorigen Nummer, und zwar

$$\frac{eds \cdot e'ds'}{r^2}\,\frac{a^2}{16}\left\{\left(\frac{dr_1^2}{dt^2} - \frac{dr_3^2}{dt^2} - \frac{dr_2^2}{dt^2} + \frac{dr_4^2}{dt^2}\right)\right.$$
$$\left. - 2r\left(\frac{d^2r_1}{dt^2} - \frac{d^2r_3}{dt^2} - \frac{d^2r_2}{dt^2} + \frac{d^2r_4}{dt^2}\right)\right\} \quad . \quad . \quad . \quad 1).$$

Hierin sind für die ersten und zweiten Differentialcoefficienten die in den Gleichungen 3) und 4) der Nummer II im vorigen Paragraphen enthaltenen Werthe einzusetzen, wodurch 1) übergeht in

$$\frac{eds \cdot e'ds'}{r^2}\,\frac{a^2 r}{2}\cos\beta\,\frac{dv'}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2).$$

Da nun

$$ae'v' = i'$$

also

$$\left.\begin{aligned} ae'v' &= i' \\ ae'dv' &= di' \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3),$$

so verwandelt sich 2) in

$$\frac{ds\,ds'}{r}\,\frac{ea}{2}\cos\beta\,\frac{di'}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4).$$

Mit diesem Kraftmaass werden die beiden Elektricitäten in ds nach der Richtung der Verbindungslinie r infolge der in ds' statthabenden Stromschwankung vertheilt. Da sich aber nur in der Richtung von ds der daraus hervorgehende Inductionsstrom bilden kann, so ist jenes Kraftmaass auf die Richtung von ds zu projiciren, also obiger Ausdruck noch mit $\cos\alpha$ zu multipliciren. Dividirt man denselben noch mit e', so erhält man den Ausdruck für die elektromotorische Kraft im gewöhnlichen Sinne als

$$-\frac{ds\,ds'}{r}\,\frac{a}{2}\cos\alpha\cos\beta\,\frac{di'}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5).$$

Das Maass für die Induction während des Zeitelementes dt ergiebt sich daraus durch Multiplication mit dt, und die Induction für eine Stromänderung in ds um die Grösse i', durch Integration von di', indem die übrigen in 5) enthaltenen Grössen von i' unabhängig sind. Diese ist somit gleich

$$-\frac{ds\,ds'}{r}\,\frac{a}{2}\,i'\cos\alpha\cos\beta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6).$$

Hat dieser Ausdruck einen negativen Werth, so ist die Richtung des secundären Stromes entgegengesetzt der des ihn durch Schwankung erzeugenden primären, hat dagegen der Ausdruck einen positiven Werth, so sind beide Richtungen einander gleich. Sind z. B. beide Leiterelemente einander parallel, so

ist $\alpha = \beta$, und wird der Strom in ds' stärker, ist also $i' > 0$, so wird der Ausdruck 6) zu

$$-\frac{ds\,ds'}{r}\,\frac{a}{2}\,i'\cos\alpha^2.$$

Wird dagegen der Strom in ds schwächer, ist also $i' < 0$, so wird 6) zu

$$+\frac{ds\,ds'}{r}\,\frac{a}{2}\,i'\cos\alpha^2,$$

was mit der Erfahrung übereinstimmt.

IV. Die anscheinend so unähnlichen Ergebnisse der vorigen beiden Nummern lassen sich ganz allgemein aufeinander zurückführen, wenn man die Formeln auf geschlossene Umläufe ausdehnt *. In sehr einfacher Weise lässt sich das aber auch schon für Stromelemente thun in dem speciellen Fall, wenn die Bewegung nach der Richtung der geraden Verbindungslinie r der beiden Elemente ds und ds' geschieht. Ist nämlich eines derselben ds' von einem constanten Strom mit der Intensität i' durchflossen, und nähert sich ihm das andere ds aus unverhältnissmässig grosser Entfernung bis zu einem Abstand r an, dann ist die in letzterem inducirte elektromotorische Kraft ebenso gross, als wenn beide in dem Abstand r verblieben wären, und der Strom in dem ersten sich von der Intensität $= 0$ bis zur Intensität $= i'$ in derselben Zeit verstärkt hätte.

Die durch Bewegung des Leiterelementes ds während des Zeitelementes dt in ihm inducirte Wirkung wird erhalten, wenn man die Formel 12) in N. II auf S. 750 mit dt multiplicirt. Da ferner die Bewegung in der Richtung der Verbindungslinie r stattfinden soll, ist $\alpha = 0$, also $\sin\alpha = 0$, $\cos\alpha = 1$ und $v\,dt = dr$ zu setzen. Die ganze Inductionswirkung während der Bewegung des Leiterelementes aus dem Abstand r bis in unendliche Entfernung ergiebt sich durch Integration des so erhaltenen Ausdruckes zwischen den Grenzen r und ∞ und zwar

$$= +\frac{i'\,ds\,ds'a}{2}\cos\varphi\cos\beta\int_r^\infty\frac{dr}{r^2}$$

$$= +\frac{i'\,ds\,ds'a}{2r}\cos\varphi\cos\beta \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 1).$$

Wird ds umgekehrt aus unendlicher Entfernung bis zu einem Abstand r angenähert, so ist dr negativ, $\cos\alpha = -1$, und die Integrationsgrenzen werden umgekehrt. Daraus gewinnt man aber eine Inductionswirkung

$$= -\frac{i'\,ds\,ds'\,a}{2r}\cos\varphi\cos\beta \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2).$$

Wären dagegen die Elemente ds und ds' in ihrem Abstand r verblieben und hätte sich die Stromstärke in ds' von 0 bis i' geändert, so wäre die daraus auf ds hervorgehende Wirkung

$$= -\frac{i'\,ds\,ds'\,a}{2r}\cos\varphi\cos\beta \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 3),$$

* Weber hat das in dem ersten Theil seiner elektrodynamischen Maassbestimmungen S. 357 ff. gethan

wie solches sich aus der Formel 6) in N. III, auf S. 751, ergiebt, wenn man dort die Neigung des Stromelementes ds' mit φ anstatt mit β bezeichnet. Aus der Identität der beiden Gleichungen 2) und 3) geht aber hervor, was erwiesen werden sollte.

Für einen Parallelismus der beiden Elemente ds und ds' wird $\varphi = \beta$, also geht 3) über in

$$- \frac{i\, ds\, ds'\, a}{2\, r} \cos \beta^2.$$

Sollen endlich die beiden Elemente senkrecht auf ihrer Verbindungslinie r stehen, so wird $\alpha = 90^0$, also $\cos \alpha = 0$ und somit wird die inducirende elektromotorische Kraft ebenfalls $= 0$. Da sich nun unter dieser Voraussetzung zwei Stromelemente mit dem Maximum der Kraft anziehen oder abstossen, geht daraus hervor, dass sich der §. 34, S. 355 angeführte LENZ'sche Satz über die Reciprocität zwischen elektrodynamischer und inducirender Wirkung nicht unbedingt auf Stromelemente übertragen lässt.

V. Wenn aus WEBER's Theorie der Induction diejenige Formel hergeleitet werden kann, welche NEUMANN den oben behandelten Gesetzen der Induction zu Grunde legte, so lassen sich diese wiederum als Consequenzen jener Theorie betrachten. Das kann aber nicht unmittelbar geschehen, indem hier blos noch von der Induction gehandelt wurde, welche ein Leiterelement ds unter Einfluss eines Stromelementes erfährt, während jene Formel NEUMANN's die elektrodynamische Wirkung als bekannt voraussetzt, welche ein von der Stromeinheit durchflossenes Leiterelement durch einen geschlossenen Strom erfährt. Es wird sonach nöthig, die Beziehung der Formel WEBER's für die inducirende elektromotorische Kraft zu der Formel AMPÈRE's für die elektrodynamische festzustellen, demnächst die dadurch gewonnenen Ergebnisse zu übertragen auf den Fall, wo das inducirende Element ds' sich zu einem geschlossenen inducirenden Strom erweitert und endlich die NEUMANN'sche Ausgangsformel damit zu vergleichen.

Der Ausdruck für die in ds durch dessen Bewegung mit der Geschwindigkeit v unter Einfluss eines Stromelementes ds' hervorgerufene elektromotorische Kraft ergiebt sich, wenn es sich zunächst blos um deren ganze Wirksamkeit $\mathfrak{e}ds$ nach der Richtung der Verbindungslinie r handelt, wenn man aus der Formel 12) in N. II den Factor $\cos \varphi$ weglässt. Demnach ist

$$\mathfrak{e}ds = - \frac{i'\, ds\, ds'}{r^2}\, av \left\{ \sin \alpha \sin \beta \cos \gamma - \frac{1}{2} \cos \alpha \cos \beta \right\} \quad . \quad . \quad 1).$$

Würde nun das Element nicht bewegt, hätte es jedoch die für die Bewegung angenommene Richtung und wäre von der Einheit der Stromstärke durchflossen, so würde es von ds' eine elektrodynamische Wirkung $\mathfrak{d}ds$ erfahren, die sich ergiebt aus der Formel 1) in §. 50, N. I wenn $i = 1$ gesetzt wird, so dass

$$\mathfrak{d}ds = \frac{i'\, ds\, ds'}{r^2} \left\{ \sin \alpha \sin \beta \cos \gamma - \frac{1}{2} \cos \alpha \cos \beta \right\} \quad . \quad . \quad . \quad 2).$$

Es ist also

$$\mathfrak{e}ds = - \mathfrak{d}ds \cdot av \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3).$$

Der in der Formel 12), N. II, enthaltene Ausdruck gilt aber in Wahrheit für die Projection der durch $\mathfrak{e}ds$ bezeichneten Kraft auf die Richtung des Elementes ds, ist also $= \mathfrak{e}ds \cos \varphi$ und sonach ist

$$\mathfrak{e}ds \cos \varphi = - \mathfrak{d}ds\, av \cos \varphi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4,$$

d. h. die im Element ds die Elektricitäten scheidende Kraft ist gleich der entgegengesetzten elektrodynamischen Wirkung auf ein von der Stromeinheit durchflossen und in der Bewegungsrichtung liegend gedachtes Element, projicirt aber auf die wahre Richtung dieses Elementes und multiplicirt mit dem Coefficienten av.

Nach Analogie dieser Gleichung für die elektromotorische Kraft in ds unter Einfluss eines Stromelementes ds' werden wir die elektromotorische Kraft $E'ds$ im Element ds unter Einfluss eines geschlossenen Stromes s' erhalten, wenn wir statt der bezeichneten elektrodynamischen Kraft $\mathfrak{d}\,ds\cos\varphi$ die auf die wahre Richtung von ds projicirte elektrodynamische Kraft $D\,ds$ substituiren, welche ein geschlossener Strom s' auf ein von der Stromeinheit durchflossen und in seiner Bewegungsrichtung liegend gedachtes Element von der Länge ds ausüben würde. — Mache nun die Bewegungsrichtung und somit das in ihr liegend gedachte Element ds mit drei rechtwinklichen Coordinatenaxen die Winkel ξ', v', ζ', so ergeben sich die zu diesen Axen parallelen Componenten X, Y, Z der ganzen elektrodynamischen Kraft zwischen ds und dem geschlossenen Strom s' aus den Formeln 1) in N. V des §. 25 auf S. 234, wenn man daselbst $i = 1$, $n = 2$, $ds' = ds$ setzt und λ, μ, ν mit ξ', v', ζ' vertauscht. Sie sind:

$$\left.\begin{aligned} X &= \frac{i\,ds}{2}\left[\cos v'\int\frac{x\,dy - y\,dx}{r^3} - \cos\zeta'\int\frac{z\,dx - x\,dz}{r^3}\right] \\ Y &= \frac{i\,ds}{2}\left[\cos\zeta'\int\frac{y\,dz - z\,dy}{r^3} - \cos\xi'\int\frac{x\,dy - y\,dx}{r^3}\right] \\ Z &= \frac{i\,ds}{2}\left[\cos\xi'\int\frac{z\,dx - x\,dz}{r^3} - \cos v'\int\frac{y\,dz - z\,dy}{r^3}\right] \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad 5)$$

wo x, y, z die Coordinaten der Elemente ds' des geschlossenen Stromes bezeichnen. Nun soll aber die hierdurch gewonnene ganze Kraft auf die wahre Richtung des Elementes ds projicirt werden, welches den Winkel φ mit r macht. Sind die Winkel, welche es demgemäss mit den Coordinatenaxen beschreibt, allgemein $= \lambda'$, μ', ν', so ist der Ausdruck für die auf die wahre Richtung des Elementes projicirte elektrodynamische Kraft $D\,ds$ gleich der Summe der Projectionen ihrer Componenten auf dasselbe Element, also ist

$$D\,ds = X\cos\lambda' + Y\cos\mu' + Z\cos\nu' \quad \ldots \ldots \quad 6)$$

Zur Vereinfachung kann statt des hier gewählten Coordinatensystemes ein anderes substituirt werden, das durch x', y', z' charakterisirt sein mag und dessen Axe der X' mit der Richtung des Elementes zusammenfällt. Dann wird

$$\cos\lambda' = 1, \quad \cos\mu' = 0, \quad \cos\nu' = 0$$

und es ist

$$D\,ds = X = \frac{i\,ds}{2}\left[\cos v'\int\frac{x'\,dy' - y'\,dx'}{r^3} - \cos\zeta'\int\frac{z'\,dx' - x'\,dz'}{r^3}\right] \ldots 7)$$

und somit die elektromotorische Kraft des geschlossenen Stromes auf das bewegte Element ds

$$\begin{aligned} E'\,ds &= -\,av\,D\,ds \\ &= -\,av\cdot\frac{i\,ds}{2}\left[\cos v'\int\frac{x'\,dy' - y'\,dx'}{r^3} - \cos\zeta'\int\frac{z'\,dx' - x'\,dz'}{r^3}\right] \quad 8) \end{aligned}$$

Hiermit möge nun NEUMANN's Formel 1) auf S. 483 verglichen werden. Sie lautet

$$E\,ds = -\,\varepsilon\,d\omega\,C\,ds \quad \ldots \ldots \ldots \quad 9)$$

und in derselben bedeutet ε einen constanten Coefficienten, $d\omega$ das Wegelement bei der Bewegung von ds, und C die elektrodynamische Kraft des geschlossenen Stromes projicirt auf die Richtung der Bewegung und ausgeübt auf ds, wenn dieses von der Stromeinheit durchflossen wäre. Dem Product dieser Grössen gleich und entgegengesetzt ist die auf dem Wege $d\omega$ in ds inducirte Strommenge $E\,ds$, wenn letzterer die Einheit des Widerstandes entgegengesetzt wird. Um hieraus die elektromotorische Kraft $E_1\,ds$ nach WEBER's (auf S. 750 gegebener) Definition zu erhalten, ist die Gleichung mit dem Zeitelement $d\tau$ zu dividiren, welches während der Bewegung von ds auf $d\omega$ vergeht. Setzt man $\frac{E}{d\tau} = E_1$ und $\frac{d\omega}{d\tau} = v$ gleich der Geschwindigkeit, mit welcher sich ds bewegt, so ist

$$E_1\,ds = -\,\varepsilon\,v\,C\,ds \quad \ldots \ldots \ldots \quad 10).$$

Um einen Ausdruck für C zu entwickeln, werde angenommen, dass das Stromelement ds mit drei aufeinander senkrechten Coordinatenaxen X, Y, Z bezüglich die Winkel λ, μ, ν bilde. Für die nach jenen Axen genommenen Componenten X, Y, Z der elektrodynamischen Kraft des geschlossenen Stromes und dieses Elementes finden also die Formeln 1) auf S. 234 unmittelbare Anwendung, wenn in denselben $ds' = ds$ und $i = 1$ gesetzt wird, also ist

$$\left.\begin{aligned}
X &= \frac{i'\,ds}{2}\left[\cos\mu\int\frac{x\,dy - y\,dx}{r^3} - \cos\nu\int\frac{z\,dx - x\,dz}{r^3}\right]\\
Y &= \frac{i'\,ds}{2}\left[\cos\nu\int\frac{y\,dz - z\,dy}{r^3} - \cos\lambda\int\frac{x\,dy - y\,dx}{r^3}\right]\\
Z &= \frac{i'\,ds}{2}\left[\cos\lambda\int\frac{z\,dx - x\,dz}{r^3} - \cos\mu\int\frac{y\,dz - z\,dy}{r^3}\right]
\end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad 11).$$

Die Resultante aus diesen Werthen soll aber auf die Bewegungsrichtung des Stromelementes ds projicirt werden, und macht diese mit den Coordinatenaxen die Winkel ξ, v, ζ, so ist

$$C\,ds = X\cos\xi + Y\cos v + Z\cos\zeta \quad \ldots \ldots \quad 12).$$

Zur Vereinfachung werde ein solches Coordinatensystem eingeführt, das durch $x_1\ y_1\ z_1$ von dem frühern unterschieden ist und dessen Axe der x_1 mit der Bewegungsrichtung zusammenfällt. Dann wird

$$\cos\xi = 1, \quad \cos v = 0, \quad \cos\zeta = 0$$

und es ist

$$C\,ds = \frac{i'\,ds}{2}\left[\cos\mu\int\frac{x_1\,dy_1 - y_1\,dx_1}{r^3} - \cos\nu\int\frac{z_1\,dx_1 - x_1\,dz_1}{r^3}\right] \quad \ldots \quad 13).$$

In den beiden Coordinatensystemen, welche den Formeln 7) und 13) zu Grunde liegen, sind nun noch die Richtungen der Axen der y und z willkürlich. Werden nun beide Systeme so transformirt, dass ihre Axen der z zusammenfallen, so wird zunächst

$$\cos\zeta' = 0, \quad \cos\nu = 0.$$

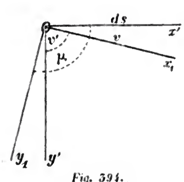


Fig. 394.

Gleichzeitig fallen aber dann auch die beiden Ebenen der $x_1\,y_1$ und $x'y'$ in dieselbe Ebene. Sie mögen nach der herkömmlichen Bezeichnung in *Fig. 394* dargestellt sein, dann liegt das Leiterelement ds in der Linie ox', die Bewegungsrichtung v in der Linie ox_1. Der Winkel $x_1\,o\,y'$ ist sonach $= v'$ und der Winkel $x'\,o\,y_1 = \mu$. Da aber v' und μ sich bezüglich durch $+ y'\,o\,y_1$ und $- y'\,o\,y_1$ zu einem rechten Winkel ergänzen, so ist

$$\cos\mu = -\cos v',$$

und somit vereinfachen sich die Formeln 7) und 13) zu:

$$\left.\begin{aligned} D\,ds &= -\frac{i'\,ds}{2}\cos\mu\int\frac{x'\,dy' - y'\,dx'}{r^3} \\ C\,ds &= +\frac{i'\,ds}{2}\cos\mu\int\frac{x_1\,dy_1 - y_1\,dx_1}{r^3} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad 14)$$

Das Integral auf der rechten Seite dieser Gleichungen ist in §. 25, N. V auf S. 235 behandelt. Es ist nämlich $(x\,dy - y\,dx)$ gleich dem doppelten Flächeninhalt der Projection eines kleinsten Dreiecks auf die Ebene der XY, welches gebildet wird durch ein Element des geschlossenen Leiters und zwei nach seinen Enden von einem Punkte der ZAxe ausgehenden Zuglinien. Da nun im vorliegenden Fall x', y' und x_1, y_1 in derselben Ebene liegen, ist der Factor $(x\,dy - y\,dx)$ von dem System der hier gewählten Coordinaten unabhängig. Ebenso unabhängig davon ist auch der andere Factor r, und somit ist

$$\int\frac{x'\,dy' - y'\,dx'}{r^3} = \int\frac{x_1\,dy_1 - y_1\,dx_1}{r^3} \quad \ldots\ldots \quad 15),$$

also ist

$$D\,ds = -C\,ds.$$

Fügen wir noch hinzu, dass in WEBER's Formel eine Entfernung des Elementes ds vom inducirenden Strom vorausgesetzt wurde, in NEUMANN's Formel dagegen eine Annäherung, so ändert sich bei dessfallsigen gleichen Voraussetzungen eines der Vorzeichen in der letzten Gleichung und es wird

$$D\,ds = C\,ds \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 16)$$

In Hinblick auf die Gleichungen 8) und 10) bedeutet endlich a ebenso wie ε einen von der Beschaffenheit des inducirten Leiters unabhängigen Coefficienten, so lange von linearer Induction gehandelt wird, es ist also

$$a = \varepsilon \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 17)$$

(vergl. §. 40, N. VIII) zu setzen. Aus allem dem erhellt aber, dass

$$E'\,ds = E_1\,ds \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 18),$$

dass also die für NEUMANN's Gesetze zu Grunde gelegte Formel aus WEBER's Theorie hervorgeht.

Die weitere Entwickelung der obigen Formel führte NEUMANN bekanntlich (vergl. §. 40, N. VI, S. 503) zu der Folgerung, dass die durch einen geschlossenen galvanischen Strom in einem geschlossenen Leiter inducirte elektromotorische Kraft blos abhängt von den Werthen, welche das auf den galvanischen Strom bezogene

Potential des Leiters zu Anfang und zu Ende der Bewegung besitzt. Da aber sonach die Induction von der Bewegung an sich unabhängig sei, so würde auch in dem ruhenden Leiter dieselbe elektromotorische Kraft inducirt, wenn er sich unter Einfluss eines ruhenden Stromes befindet, sobald nur dessen Intensität sich so verändert, dass eine der vorigen gleiche Aenderung im Potential hervorgebracht wird. Somit sind die Gesetze für die Voltainduction durch Stromschwankungen zurückgeführt auf die der Voltainduction durch Bewegung und die Gültigkeit der WEBER'schen Theorie auch für jene dargethan, gleichwie die Herleitung beider aus denselben Grundsätzen geschah.

VI. NEUMANN's Gesetze der Gleitstellen [3] haben durch WEBER's Theorie der Induction eine besondere Bedeutung erlangt, wesswegen hier im Zusammenhang mit der letzteren für einen speciellen Fall das in §. 40, N. VII, S. 505, angeführte allgemeine Theorem erwiesen werden möge. Es soll nämlich der Ausdruck für den Integralstrom entwickelt werden, welcher inducirt wird in einem ruhenden linearen unverzweigten Leiter s durch einen Stromumlauf s', dessen Elemente aus ihren Lagen auf beliebigen Wegen in andere übergeführt werden. Die dadurch hervorgebrachte Induction kann zwei nähere Ursachen haben und zwar die Ortsveränderung der Elemente des Inducenten und die dabei stattfindende Stromschwankung. Es mag nur die erste Ursache in Betracht gezogen werden.

Es bedeute wie früher ds' ein Element des bewegten Stromumlaufes und dw das Wegelement des letzteren während des Zeitelementes dt, so dass $\frac{dw}{dt} = v$ die Geschwindigkeit der Bewegung ausdrückt; ist ferner ε die aus §. 40 bekannte Inductionsconstante und C' [nach Analogie der Formel 1) in §. 40, N. III, S. 483] das Maass für die elektrodynamische Wirkung des von der Stromeinheit durchflossen gedachten Leiters auf das Stromelement ds' bezogen auf die Richtungen von dw: so ist das Maass für die in dem ruhenden Leiter s während des Zeitelementes durch das Stromelement ds' inducirte elektromotorische Kraft

$$E\,ds' = -\varepsilon\,dw \cdot C'\,ds' = -\varepsilon v\,C'\,ds'\,dt \quad \ldots \quad 1).$$

Ist nun r die Länge der Verbindungslinie zwischen ds' und einem Element des Leiters ds, ist dr ihr Element, und wird die Stromstärke in beiden der Einheit gleich genommen, so ist auch nach §. 24, N. VI, S. 224, das Maass für die elektrodynamische Wechselwirkung beider

$$= -\frac{ds\,ds'}{r^2}\left(r\frac{d^2 r}{ds\,ds'} - \frac{1}{2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'}\right) \quad \ldots \quad 2),$$

wo $i = 1$, $i' = 1$, $n = 2$, $k = -\frac{1}{2}$ gesetzt ist. Um diese Grösse würden sich ds und ds' in der Richtung der Verbindungslinie angenähert oder entfernt haben. Mechanisch ist aber bei der Induction ds' auf dem Wege dw bewegt worden. Die dadurch bewirkte Aenderung in den Abständen beider, oder das Element der auf dw bezogenen elektrodynamischen Kraft ergiebt sich also durch Multiplication des Werthes 2) mit dem Cosinus des Winkels zwischen r und dw oder mit $-\frac{dr}{dw}$. Das daraus nach s genommene Integral giebt dann die ganze auf die Richtung von dw bezogene elektrodynamische Wirkung von ds' auf s oder

$$C'\,ds' = ds'\int_s \frac{ds}{r^2}\left(r\frac{d^2 r}{ds\,ds'} - \frac{1}{2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'}\right)\frac{dr}{dw} \quad \ldots \quad 3)$$

und dieser Werth ist in 4) einzusetzen. Ist das geschehen, so erhält man die Summe E der in dem ganzen Leiterumgang s durch den ganzen geschlossenen Strom s' von der Stärke $= 1$ auf dem Wege w_1 bis w_2 oder während der Zeit t_1 bis t_2 inducirten elektromotorischen Kräfte, wenn man die rechten Theile der so gewonnenen Gleichung nach ds' für den geschlossenen Umlauf s' und nochmals nach dw zwischen den Grenzen w_1 und w_2, bezüglich nach dt zwischen den Grenzen t_1 und t_2 integrirt. Sonach ist

$$\left.\begin{aligned} E &= -\varepsilon\int_{w_1}^{w_2}\!\int_{s'}\!\int_{s}\frac{dw\,ds'\,ds}{r^2}\left(r\frac{d^2r}{ds\,ds'}-\frac{1}{2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'}\right)\frac{dr}{dw} \\ &= -\varepsilon\int_{t_1}^{t_2}\!\int_{s'}\!\int_{s}dt\,\frac{ds'\,ds}{r^2}\left(r\frac{d^2r}{ds\,ds'}-\frac{1}{2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'}\right)\frac{dr}{dw}v \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad 4).$$

Hat ferner der in s' umlaufende Strom i' Einheiten und ist er constant, so ist die dadurch inducirte elektromotorische Kraft =

$$F_1 = i'E \quad \ldots \ldots \quad 5),$$

ist aber i' während der Zeit t veränderlich, so ist die dadurch inducirte elektromotorische Kraft =

$$F_2 = \int dt\, i'\frac{dE}{dt} \quad \ldots \ldots \quad 6).$$

Wird die elektromotorische Kraft noch mit der Leitungsfähigkeit ε' des Umlaufes s multiplicirt, so erhält man aus 5) und 6) die bezüglichen Ausdrücke für den Integralstrom

$$J_1 = \varepsilon' i' E$$

und

$$\left.\begin{aligned} J_1 &= \varepsilon' i' E \\ J_2 &= \varepsilon'\int dt\, i'\frac{dE}{dt} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad 7).$$

Um die dreifachen Integrale in Gleichung 4) auf Doppelintegrale zurückzuführen, werde das erste Glied des rechten Theiles und zwar $\int_{s'} dw\,ds\,\frac{1}{r}\frac{dr}{dw}\frac{d\frac{dr}{ds}}{ds'}ds'$ partiell nach ds' integrirt. Bedeutet dann $\left[\frac{1}{r}\frac{dr}{dw}\frac{dr}{ds}\right]_{s_1'}^{s_2'}$ die Differenz derjenigen Werthe, welche die in der Klammer stehende Grösse erhält durch Einsetzung der Anfangs- und Endwerthe s'_1 und s'_2 des bewegten Stromstücks s' auf seiner Bahn, dann erhält man

$$\left.\begin{aligned} E &= -\varepsilon\int_{w}\!\int_{s}dw\,ds\left[\frac{1}{r}\frac{dr}{dw}\frac{dr}{ds}\right]_{s_1'}^{s_2'} \\ &+\varepsilon\int_{w}\!\int_{s}\!\int_{s'}\frac{dw\,ds\,ds'}{r^2}\left(r\frac{d^2r}{dw\,ds'}-\frac{1}{2}\frac{dr}{dw}\frac{dr}{ds'}\right)\frac{dr}{ds} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad 8).$$

Wird der erste Theil in der letzten Zeile und zwar $\int_{w} ds\,ds'\,\frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\frac{d\frac{dr}{ds'}}{dw}dw$

wiederum partiell nach dw integrirt und bedeutet $\left[\frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'}\right]_{w_1}^{w_2}$ die Differenz derjenigen Werthe, welche die in der Klammer stehende Grösse erhält durch die Anfangs- und Endwerthe der Bahn w des bewegten Stromstückes, so geht die Gleichung 8) über in

$$\left.\begin{aligned} E = &- \varepsilon\int_w\int_s dw\,ds\left[\frac{1}{r}\,\frac{dr}{dw}\,\frac{dr}{ds}\right]_{s'_1}^{s'_2} \\ &+ \varepsilon\int_s\int_{s'} ds\,ds'\left[\frac{1}{r}\,\frac{dr}{ds}\,\frac{dr}{ds'}\right]_{w_1}^{w_2} \\ &- \varepsilon\int_s\int_{s'}\int_w \frac{ds\,ds'\,dw}{r^2}\left(r\frac{d^2r}{ds\,dw} - \frac{1}{2}\,\frac{dr}{ds}\,\frac{dr}{dw}\right)\frac{dr}{ds'} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad 9).$$

Endlich werde der erste Theil der letzten Zeile und zwar $\int_s ds'\,dw\,\frac{1}{r}\,\frac{dr}{ds'}\,\frac{d\frac{dr}{dw}}{ds}\,ds$ nochmals partiell nach ds integrirt. Es bedeute $\left[\frac{1}{r}\frac{dr}{ds'}\frac{dr}{dw}\right]_{s_1}^{s_2}$ die Differenz der Werthe, welche die in der Klammer stehende Grösse durch Einsetzung des Anfangs- und Endwerthes s_1 und s_2 des Leiters s erhält, und dann geht die Gleichung 9) über in

$$\left.\begin{aligned} E = &- \varepsilon\int_w\int_s dw\,ds\left[\frac{1}{r}\,\frac{dr}{dw}\,\frac{dr}{ds}\right]_{s'_1}^{s'_2} \\ &+ \varepsilon\int_s\int_{s'} ds\,ds'\left[\frac{1}{r}\,\frac{dr}{ds}\,\frac{dr}{ds'}\right]_{w_1}^{w_2} \\ &- \varepsilon\int_{s'}\int_w ds'\,dw\left[\frac{1}{r}\,\frac{dr}{ds'}\,\frac{dr}{dw}\right]_{s_1}^{s_2} \\ &+ \varepsilon\int_w\int_{s'}\int_s \frac{dw\,ds'\,ds}{r^2}\left(r\frac{d^2r}{ds\,ds'} - \frac{1}{2}\,\frac{dr}{ds}\,\frac{dr}{ds'}\right)\frac{dr}{dw} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad 10).$$

Nun ist aber der letzte Theil dieser Gleichung $= - E$ wegen Gleichung 4) und der vorletzte ist $= 0$, weil der Leiter geschlossen sein soll und somit $s_1 = s_2$ ist. Demgemäss reducirt sich die Gleichung 10) auf

$$\left.\begin{aligned} E = &- \frac{1}{2}\,\varepsilon\int_w\int_s dw\,ds\left[\frac{1}{r}\,\frac{dr}{dw}\,\frac{dr}{ds}\right]_{s'_1}^{s'_2} \\ &+ \frac{1}{2}\,\varepsilon\int_s\int_s ds\,ds'\left[\frac{1}{r}\,\frac{dr}{ds}\,\frac{dr}{ds'}\right]_{w_1}^{w_2} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 11).$$

Bedeuten nun in *Fig. 595* (S. 760) kb_2 und kd_2 die feststehenden und b_1d_1 und b_2d_2 die gleitenden Antheile des Stromumlaufes, stelle die Curve s den inducirten Drath vor und sei $ce = r$, dann sagt die obige Formel Folgendes aus: Die inducirte elektromotorische Kraft ist gleich der Summe der Wirkungen für jede Lage des Radius-

vector r, wenn sein Ende c sich auf dem beweglichen Stromtheile in dessen erster Lage rückwärts, also von d_1 nach b_1, und auf demselben in seiner zweiten Lage von b_2 nach d_2 vorwärts bewegt, und mittlerweile das andere Ende e bei jedem Fortschritt von c einmal den inducirten Leiter umfährt: ausserdem hat aber das Ende c den ganzen Weg, welchen der Anfang des gleitenden Drathes zurücklegt, aufwärts von b_1 nach b_2, und den ganzen Weg, welchen das Ende desselben zurücklegt, rückwärts von d_2 nach d_1 zu machen, und auch hier muss das Ende e des Radiusvector bei jedem Fortschritt von c einmal den inducirten Leiter s umfahren. Die elektromotorische Kraft E ist also unabhängig von der Gestaltsveränderung des gleitenden Drathes und den Wegen seiner Elemente, sie hängt vielmehr nur ab von dessen Gestalten in seiner Anfangs- und Endlage und von den Bahnen, welche seine Endpunkte beschreiben. Wird also mit dp das Element des Curvenviereckes $b_1 b_2 d_2 d_1$ bezeichnet, so ist die Gleichung 11) identisch mit

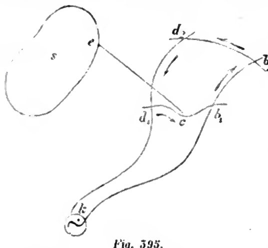


Fig. 595.

$$E = \frac{1}{2}\varepsilon \int_s \int_p \frac{ds\,dp}{r} \frac{dr}{ds} \frac{dr}{dp} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 12)$$

oder

$$= \frac{1}{2}\varepsilon \int_p \int_s dp \cdot \frac{1}{2r^2} \frac{d(r^2)}{dp} \cdot \frac{dr}{ds} ds,$$

wenn die Integrale über den ganzen geschlossenen Leiter s und das ganze Curvenviereck p (in der Richtung der der Figur beigefügten Pfeile) sich erstrecken. Durch partielle Integration und Einführung der Bezeichnung $\left[\frac{1}{r} \frac{d(r^2)}{dp}\right]_{s_1}^{s_2}$ für die Differenz der Werthe, welche die in der Klammer befindliche Grösse durch Einsetzung der einstweiligen Integrationsgrenzen s_1 und s_2 erhält, geht die Gleichung 12) über in

$$E = \frac{1}{2}\varepsilon \int_p dp \left[\frac{1}{2r} \frac{d(r^2)}{dp}\right]_{s_1}^{s_2} - \frac{1}{2}\varepsilon \int_p \int_s \frac{dp\,ds}{2r} \frac{d^2(r^2)}{dp\,ds} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 13)$$

$$+ \varepsilon \int_p \int_s dp \frac{1}{2r^2} \frac{d(r^2)}{dp} \frac{dr}{ds} ds.$$

Nun fällt das erste Glied der rechten Seite dieser Gleichung fort, da s eine geschlossene Curve, also $s_1 = s_2$ ist; ferner ist der letzte Theil wegen Gleichung 12) $= 2E$. Somit reducirt sich Gleichung 13) auf

$$E = + \frac{1}{4}\varepsilon \int_p \int_s \frac{dp\,ds}{r} \frac{d^2(r^2)}{dp\,ds} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 14).$$

Werden hierin die Coordinaten von dp mit ξ, η, ζ und die von ds mit x, y, z bezeichnet, so ist

$$r^2 = (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2$$

$$\frac{d^2(r^2)}{dp\, ds} = -2\left\{\frac{dx}{ds}\frac{d\xi}{dp} + \frac{dy}{ds}\frac{d\eta}{dp} + \frac{dz}{ds}\frac{d\zeta}{dp}\right\}$$

$$= -2\cos(ds \cdot dp),$$

wenn $(ds \cdot dp)$ den Winkel bezeichnet, welchen die Elemente des inducirten Leiters und des inducirenden Curvenvierecks im Raume mit einander bilden. Somit ist

$$E = -\frac{1}{2}\varepsilon \int_s\int_p \frac{\cos(ds \cdot dp)}{r}\, ds\, dp \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 15),$$

d. h. es ist nach §. 40, N. V, S. 497, die elektromotorische Kraft für die Einheit der Stromstärke im unverzweigten Inducenten gleich dem mit der Inductionsconstanten multiplicirten Potential des von der Stromeinheit durchflossen gedachten Leiters in Bezug auf das inducirende Curvenviereck. Es ist gleichgültig, ob bei der Ortsveränderung der bewegten Stromtheile neue Elemente in die Bahn eingetreten sind oder nicht, wenn nur die Stärke des Stromes constant bleibt. Ist nun $s'_1 = kb_1 d_1 =$ der Strombahn beim Beginn von dessen Aenderung und $s'_2 = kb_2 d_2 =$ derselben bei deren Ende und bedeutet $P(s \cdot s'_1)$ das Potential des Leiters auf die Strombahn beim Beginn und $P(s \cdot s'_2)$ das entsprechende Potential beim Schluss der Bewegung, so ist

$$E = \varepsilon\,[P(s \cdot s'_2) - P(s \cdot s'_1)] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 16)$$

und es wird nach Gleichung 2)

$$F_1 = \varepsilon i'\,[P(s \cdot s'_2) - P(s \cdot s'_1)] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 17)$$

in Uebereinstimmung mit §. 40, N. VII, Gleichung 3) auf S. 505 und mit dem dort aufgestellten allgemeinen Satz.

VII. Die verschiedenen Inductionsfälle suchte Neumann aus der in N. II gegebenen Theorie Weber's abzuleiten. Er gelangte stets zu identischen Formeln mit den auf directem Wege gefundenen, nur in dem einen in der vorigen Nummer behandelten Fall war das Ergebniss ein verschiedenes. Statt der Formel 11) der vorigen Nummer fand er nämlich für die elektromotorische Kraft bei der Einheit der Stromstärke

$$E = +\frac{1}{2}\varepsilon \int_{\mathrm{w}}\int_s d\mathrm{w}\, ds \left[\frac{1}{r}\frac{dr}{d\mathrm{w}}\frac{dr}{ds}\right]_{s'_1}^{s'_2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

$$+\frac{1}{2}\varepsilon \int_s\int_{s'} ds\, ds' \left[\frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'}\right]_{\mathrm{w}_1}^{\mathrm{w}_2}$$

und dieser Ausdruck trägt ein positives Vorzeichen des ersten Gliedes, während sich in jenem ein negatives vorfindet. Für den Fall einer einzigen Gleitstelle, welche einen geschlossenen Weg durchläuft, so dass $\mathrm{w}_1 = \mathrm{w}_2$ wird, verschwindet das zweite Glied der Gleichungen, und der inducirte Strom würde somit die entgegengesetzte Richtung zeigen müssen, je nachdem die Gleichung 11) der vorigen oder die Gleichung 1) der gegenwärtigen Nummer maassgebend wäre. Das Experiment entschied für die erste Alternative in folgender Weise: Der Theil des den Rheomotor bei a in *Fig. 396* (S. 762) schliessenden Drathes war im Kreise $\beta\gamma\delta$ derart gebogen, dass sein Ende δ nur bis nahe an den Anfang des Kreises reichte, also noch eine kleine Unterbrechung bestehen liess. Auf diesem Kreise glitt ein in der Richtung

seines Halbmessers verlaufender Drath $\gamma\varepsilon$ mit seinem Ende γ und dieser war mit einem metallenen und im Mittelpunkt auf der Kreisebene vertical errichteten Stift $\varepsilon\eta$ drehbar. Mit letzterem in leitender Verbindung stand der zum Rheomotor zurückführende und nicht an der Rotation desselben theilnehmende Drath $\eta\varrho\alpha$, so dass der primäre Strom den Weg $\alpha\beta\gamma\varepsilon\eta\varrho\alpha$ oder den umgekehrten nehmen konnte und dabei je nach der Lage von $\gamma\varepsilon$ ein kleineres oder grösseres Bogenstück $\beta\gamma$ des Kreises durchlaufen musste. Der zu inducirende Leiter $ebcdfe$ umgab jenen stromführenden Kreis concentrisch und wurde durch einen Galvanometer auf einer Seite direct, auf der andern indirect in folgender Weise geschlossen. Auf die Rotationsaxe $\varepsilon\eta$ war nämlich eine Metallhülse isolirt aufgesteckt und zu dieser bog sich das eine in eine Feder auslaufende Leiterende schleifend zurück. Eine

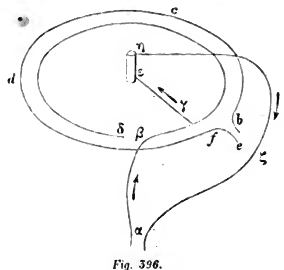
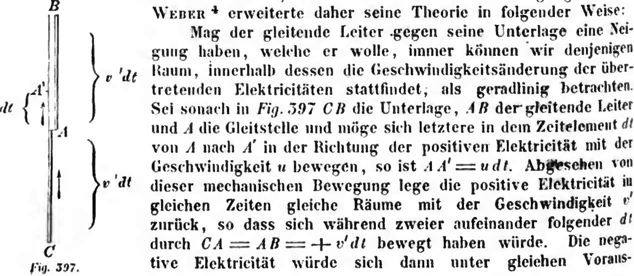


Fig. 396.

andere zum Galvanometer führende Feder schliff gleichfalls auf der Hülse. Sollten nun der Oeffnungsstrom bei δ und der Schliessungsstrom bei β nicht zu Stande kommen, wenn der Stromleiter $\varepsilon\gamma$ continuirlich rotirte, so wurde die letztere Feder über eine Stelle der Hülse gebogen, in welche ein isolirendes Holzstückchen so eingelegt war, dass es während des Ueberganges von γ zwischen δ und β die inducirte Leitung unterbrach. Sollten dagegen auch diese Ströme zu Stande kommen, so brachte man die Feder auf eine nicht unterbrochene Stelle der Metallhülse.

Die in erster Weise angestellten Versuche zeigten eine Stromrichtung, welche mit der Formel 11) der vorigen Nummer übereinstimmte. Bei einem continuirlichen Schleifen der Feder war dagegen der Inductionsstrom gleich Null, was ebenfalls für NEUMANN's Formel und gegen die Formel 1) in dieser Nummer sprach.

Diese Umstände deuten auf eine Unstatthaftigkeit der unmittelbaren Uebertragung von WEBER's Theorie auf die Inductionsfälle mit Gleitstellen. Eine nähere Betrachtung zeigt auch, dass dort nur die Bewegung der Elektricität in ihrem Leiter in Rechnung gezogen wurde, während hier an der Gleitstelle eine plötzliche Aenderung in der Bewegung um desswillen eintritt, weil die Elektricitäten ausser ihrer selbstständigen Bewegung beim Uebergang in das Leiterstück noch an der diesem ertheilten mechanischen Bewegung Antheil nehmen müssen, oder umgekehrt, bei dem Uebergang vom Leiterstück in den ruhenden Theil des Umlaufes plötzlich den Antheil verlieren, der von der mechanischen Bewegung herrührt. WEBER [4] erweiterte daher seine Theorie in folgender Weise:



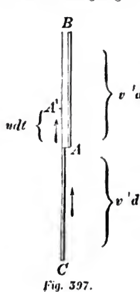


Fig. 397.

Mag der gleitende Leiter gegen seine Unterlage eine Neigung haben, welche er wolle, immer können wir denjenigen Raum, innerhalb dessen die Geschwindigkeitsänderung der übertretenden Elektricitäten stattfindet, als geradlinig betrachten. Sei sonach in *Fig. 397* CB die Unterlage, AB der gleitende Leiter und A die Gleitstelle und möge sich letztere in dem Zeitelement dt von A nach A' in der Richtung der positiven Elektricität mit der Geschwindigkeit u bewegen, so ist $AA' = u\,dt$. Abgesehen von dieser mechanischen Bewegung lege die positive Elektricität in gleichen Zeiten gleiche Räume mit der Geschwindigkeit v' zurück, so dass sich während zweier aufeinander folgender dt durch $CA = AB = +v'dt$ bewegt haben würde. Die negative Elektricität würde sich dann unter gleichen Voraus-

setzungen durch $BA = AC = - v'dt$ bewegt haben. Infolge der gleichzeitigen Bewegung der Gleitstelle wird aber die positive Elektricität im ersten Zeitelement den Weg $CA = v'dt$, im zweiten dagegen den Weg $AB + AA' = + (v' + u)dt$ zurücklegen, und die negative im ersten Zeitelement den Weg $BA - A'A = - (v' - u)\,dt$, im zweiten dagegen einen Weg $= AC = - v'dt$. Die dabei stattfindende Geschwindigkeitsänderung geschieht nun sicher sehr rasch, es wird also nur eine sehr kurze Zeit $= \tau$ vergehen, bis für die

$$\left\{\begin{matrix}\text{positive Elektr.} + v' \\ \text{negative Elektr.} - (v' - u)\end{matrix}\right\} \text{ übergegangen ist in } \left\{\begin{matrix} + (v + u) \\ - v'.\end{matrix}\right.$$

Wenn also am Ende des Zeitelementes dt von jenen τ Zeiteinheiten σ Einheiten verstrichen sind, ist das Wegelement

$$\left\{\begin{aligned} &\text{der positiven Elektr.} = + \left(v' + \frac{\sigma}{\tau} u\right) dt \\ &\text{der negativen Elektr.} = - \left(v' - u + \frac{\sigma}{\tau} u\right) dt. \end{aligned}\right.$$

Es sind somit zwei Ursachen der Induction vorhanden. Die erste besteht in dem Eintreten eines neuen Bahnelementes $u\,dt$, in welchem sich während dt die Stromstärke von o bis i' ändert, und die andere in der raschen Geschwindigkeitsänderung der Elektricität innerhalb der Gleitstelle. Die erste wurde in N. III behandelt, die durch letztere inducirte elektromotorische Kraft berechnet sich folgendermassen: Es sei in *Fig. 398* $n'm' = ds' =$ dem Bahnelement in der Bewegungsrichtung der positiven Elektricitätsmenge $+ e'$ und $n'm'_1 = - ds'$ = dem Bahnelement in der negativen $- e'$. Ebenso bewegen sich die Elektricitätsmengen $\left\{\begin{matrix}+e \\ -e\end{matrix}\right\}$ in dem Zeitelement dt mit der Geschwindigkeit $\pm v$ in den Bahnelementen $\pm ds$ oder nm und nm_1. Die Verbindungslinie $nn' = r$ von ds und ds' mache mit ds' den Winkel β, und in ihrer Verlängerung mit ds den Winkel α. In $m_1 m'_1$ befinde sich die Gleitstelle. Der allgemeine Ausdruck für die von ds' in ds nach der Richtung von r inducirende Kraft ist auch hier wie in N. II, Formel 7), wenn man $e'ds'$ mit $e'v'dt$ vertauscht

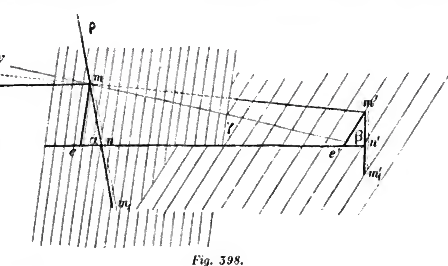


Fig. 398.

$$- \frac{e\,ds \cdot e'v'dt}{r^2} \frac{a^2}{16} \left\{ \left(\frac{dr_1^2}{dt^2} - \frac{dr_3^2}{dt^2} - \frac{dr_2^2}{dt^2} + \frac{dr_4^2}{dt^2} \right) \right.$$
$$\left. - 2r \left(\frac{d^2 r_1}{dt^2} - \frac{d^2 r_3}{dt^2} - \frac{d^2 r_2}{dt^2} + \frac{d^2 r_4}{dt^2} \right) \right\} \quad . \quad . \quad . \quad 1),$$

wo wie früher und im Folgenden die Marken ${}_{1\,2}\ldots$ die Verschiedenheiten von r, $d\alpha$, $d\beta$ andeuten sollen, wenn die positiven oder negativen Elektricitäten sich von n oder n' aus während des Zeitelementes dt in den für sie bezeichneten Richtungen bewegt haben. Die dortigen aus §. 50, N. I, Gleichungen 4a), b), c), d) entnommenen

Werthe für die ersten Differentialcoefficienten erhalten aber hier die folgenden modificirten Ausdrücke:

$$\left.\begin{aligned}
&(\text{für } +e \text{ und } +e')\ \frac{dr_1}{dt} = +v\cos\alpha - \left(v' + \frac{\sigma}{\tau}u\right)\cos\beta\\
&(\text{für } -e \text{ und } -e')\ \frac{dr_2}{dt} = -v\cos\alpha + \left(v' - u + \frac{\sigma}{\tau}u\right)\cos\beta\\
&(\text{für } +e \text{ und } -e')\ \frac{dr_3}{dt} = +v\cos\alpha + \left(v' - u + \frac{\sigma}{\tau}u\right)\cos\beta\\
&(\text{für } -e \text{ und } +e')\ \frac{dr_4}{dt} = -v\cos\alpha - \left(v' + \frac{\sigma}{\tau}u\right)\cos\beta
\end{aligned}\right\}\quad \ldots\ 2)$$

woraus

$$\frac{dr_1^2}{dt^2} - \frac{dr_3^2}{dt^2} - \frac{dr_2^2}{dt^2} + \frac{dr_4^2}{dt^2} = +4u\left(v' + \frac{\sigma}{\tau}u - \frac{1}{2}u\right)\cos\beta^2 \quad \ldots\ 3)$$

Erwägt man ferner, dass hier ausser α und β auch noch σ eine Function von t ist, so findet man für die zweiten Differentialcoefficienten aus 2) die folgenden Werthe

$$\left.\begin{aligned}
+\frac{d^2r_1}{dt^2} &= -v\sin\alpha\frac{d\alpha_1}{dt} + \left(v' + \frac{\sigma}{\tau}u\right)\sin\beta\frac{d\beta_1}{dt} + \frac{u}{\tau}\cos\beta\\
-\frac{d^2r_2}{dt^2} &= -v\sin\alpha\frac{d\alpha_2}{dt} + \left(v' - u + \frac{\sigma}{\tau}u\right)\sin\beta\frac{d\beta_2}{dt} - \frac{u}{\tau}\cos\beta\\
-\frac{d^2r_3}{dt^2} &= +v\sin\alpha\frac{d\alpha_3}{dt} + \left(v' - u + \frac{\sigma}{\tau}u\right)\sin\beta\frac{d\beta_3}{dt} - \frac{u}{\tau}\cos\beta\\
+\frac{d^2r_4}{dt^2} &= +v\sin\alpha\frac{d\alpha_4}{dt} + \left(v' + \frac{\sigma}{\tau}u\right)\sin\beta\frac{d\beta_4}{dt} - \frac{u}{\tau}\cos\beta
\end{aligned}\right\}\quad \ldots\ 4)$$

Wird der Neigungswinkel der Ebenen, in welchen sich $\pm e$ und $\pm e'$ bewegen und die sich in r schneiden, mit γ bezeichnet, so findet man $r\,d\alpha_1 =$

$$\left.\begin{aligned}
r\frac{d\alpha_1}{dt} &= -v\sin\alpha + \left(v' + \frac{\sigma}{\tau}u\right)\sin\beta\cos\gamma\\
r\frac{d\beta_1}{dt} &= -v\sin\alpha\cos\gamma + \left(v' + \frac{\sigma}{\tau}u\right)\sin\beta\\
r\frac{d\alpha_2}{dt} &= +v\sin\alpha - \left(v' - u + \frac{\sigma}{\tau}u\right)\sin\beta\cos\gamma\\
r\frac{d\beta_2}{dt} &= +v\sin\alpha\cos\gamma - \left(v' - u + \frac{\sigma}{\tau}u\right)\sin\beta\\
r\frac{d\alpha_3}{dt} &= -v\sin\alpha - \left(v' - u + \frac{\sigma}{\tau}u\right)\sin\beta\cos\gamma\\
r\frac{d\beta_3}{dt} &= -v\sin\alpha\cos\gamma - \left(v' - u + \frac{\sigma}{\tau}u\right)\sin\beta\\
r\frac{d\alpha_4}{dt} &= +v\sin\alpha + \left(v' + \frac{\sigma}{\tau}u\right)\sin\beta\cos\gamma\\
r\frac{d\beta_4}{dt} &= +v\sin\alpha\cos\gamma + \left(v' + \frac{\sigma}{\tau}u\right)\sin\beta
\end{aligned}\right\}\quad \ldots\ 5)$$

Durch Substitution dieser Werthe in die Gleichungen 4) und Addition der letzteren ergiebt sich

$$r\left(\frac{d^2 r_1}{dt^2} - \frac{d^2 r_3}{dt^2} - \frac{d^2 r_2}{dt^2} + \frac{d^2 r_4}{dt^2}\right)$$

$$= + 4\left(v' + \frac{\sigma}{\tau}u - \frac{1}{2}u\right)u \sin\beta^2 - 4r\frac{u}{\tau}\cos\beta \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

und durch Substitution von 2) und 6) in 1) erhält man für die in der Richtung von r in ds inducirte Kraft

$$-\frac{e\,ds \cdot e'v'\,dt}{r^2}\,\frac{a^2}{4}\left\{\left(v' + \frac{\sigma}{\tau}u - \frac{1}{2}u\right)u(\cos\beta^2 - 2\sin\beta^2) - 2r\frac{u}{\tau}\cos\beta\right\} \quad 7).$$

Da nun hier blos auf die Aenderungen in der Gleitstelle, nicht aber auf das gleichzeitige Ein- oder Austreten eines Stromelementes Rücksicht genommen werden soll, mag das Zeitelement mit $d\sigma$ bezeichnet werden. Hiermit den Werth unter 7) multiplicirt und von $\sigma = 0$ bis $\sigma = \tau$ integrirt, giebt

$$-\frac{e\,ds \cdot e'v'\,dt}{r^2}\,\frac{a^2}{4}v'\,u\tau\,(\cos\beta^2 - 2\sin\beta^2) - \frac{e\,ds \cdot e'v'\,dt}{r}\,\frac{a}{2}u\cos\beta \quad . \quad . \quad 8);$$

oder für ein sehr kleines τ

$$-\frac{e\,ds \cdot e'v'\,dt}{r}\,\frac{a^2}{2}u\cos\beta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 9).$$

Wird noch $i' = ae'v'$ (vergl. Formel 2) auf S. 734) gesetzt, und wird, infolge der auf S. 751 gepflogenen Erörterungen, dieser Werth mit $\frac{\cos\alpha}{e}$ multiplicirt, so ergiebt sich für die in dem Leiterelement ds durch die in der Gleitstelle von ds' statthabenden Vorgänge inducirte elektromotorische Kraft ein Werth

$$= -\frac{ds \cdot u\,dt}{r}\,\frac{a}{2}\,i'\cos\alpha\cos\beta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 10).$$

Wird endlich statt $u\,dt$ die Länge ds' von demjenigen Leiterelement eingeführt, auf welchem während dt die gleitende Bewegung stattgefunden hat, so erhält man jenen Werth

$$= -\frac{ds\,ds'}{r}\,\frac{a}{2}\,i'\cos\alpha\cos\beta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 11).$$

Aus der Identität dieser Formel mit der unter 6) in N. III, S. 751, geht aber hervor, dass infolge der Vorgänge in der Gleitstelle eine ebenso grosse Kraft inducirt wird, als dadurch, dass mittlerweile ein neues Element in den Stromleiter eingetreten ist, in welchem sich die Stromstärke zwischen 0 und i' geändert hat, dass also die durch ein neu eintretendes Stromelement inducirte elektromotorische Kraft verdoppelt werden muss, wenn solches durch Gleitung geschieht.

VIII. Um nun eine Formel für die in Rede stehende inducirte elektromotorische Kraft aufzustellen, muss diese betrachtet werden als herrührend von drei Ursachen, nämlich

1. von der Bewegung des Leiterstückes, z. B. $\gamma\varepsilon$ in *Fig. 596*;
2. von den neu eintretenden Stromelementen, z. B. $\beta\gamma$, wenn sich das radiale Stromstück von β bis γ bewegt hat; und

3. von der Geschwindigkeitsänderung der Elektricitäten beim Uebergang vom ruhenden zum bewegten Antheil des Stromleiters, oder vom bewegten zum ruhenden, wie z. B. an der Stelle γ.

1. Nach der Bemerkung am Ende der Nummer II lässt sich die dortige Formel 12) übertragen auf das Element der durch die Einheit der Stromstärke inducirten elektromotorischen Kraft, wenn das Leiterelement ds ruht und das Stromelement ds' nach einer Richtung bewegt wird, welche einen Winkel α mit der Verbindungslinie r beider Elemente macht. Da aber infolge jener Bemerkung α in den dritten Quadranten fällt, ist sowohl $\sin\alpha$ als $\cos\alpha$ negativ, also die Formel mit positivem Vorzeichen in Anwendung zu bringen. Wird nun gleichzeitig $i' = 1$ und infolge Gleichung 17) in N. V auf S. 756 $a = \varepsilon$ gesetzt und wird die Formel mit dt multiplicirt, so ist das Element der während der kleinsten Zeit dt inducirten elektromotorischen Kraft

$$dE_1 = \frac{ds\,ds'\,dt}{r^2}\,\varepsilon v \cos\varphi \left\{\sin\alpha \sin\beta \cos\gamma - \frac{1}{2}\cos\alpha\cos\beta\right\} \quad . \quad . \quad 1).$$

Hierin ist zunächst $v = \frac{d\mathrm{w}}{dt}$ und $\cos\varphi = \frac{dr}{ds}$, indem v die Geschwindigkeit bedeutet, mit welcher sich das Stromelement ds' auf dem Wege w bewegt, und φ den Winkel, welchen das Leiterelement de mit der Verlängerung von r macht. Ferner ist nach Analogie der Herleitungen in §. 24, N. VI auf S. 223 und 224

$$\cos\alpha = \frac{dr}{d\mathrm{w}}$$

$$\cos\beta = -\frac{dr}{ds'}$$

$$\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma = -r\frac{d^2r}{ds'\,d\mathrm{w}}.$$

Durch Substitution dieser Werthe in 1) erhält man

$$dE_1 = -\varepsilon\frac{ds\,ds'\,d\mathrm{w}}{r^2}\left\{r\frac{d^2r}{ds'\,d\mathrm{w}} - \frac{1}{2}\frac{dr}{ds'}\frac{dr}{d\mathrm{w}}\right\}\frac{dr}{ds} \quad . \quad . \quad . \quad 2).$$

Hieraus ergiebt sich der Werth der in einem Leiter s durch einen beweglichen Stromtheil s' für die ganze Bewegung auf w inducirten elektromotorischen Kraft bei der Einheit der Stromstärke, wenn man die Gleichung nach ds, ds' und $d\mathrm{w}$ integrirt. Es ist dann

$$E_1 = -\varepsilon\int\limits_{\mathrm{w}}\int\limits_{s'}\int\limits_{s}\frac{ds\,ds'\,d\mathrm{w}}{r^2}\left\{r\frac{d^2r}{ds'\,d\mathrm{w}} - \frac{1}{2}\frac{dr}{ds'}\frac{dr}{d\mathrm{w}}\right\}\frac{dr}{ds}. \quad . \quad . \quad 3).$$

Dieses dreifache Integral lässt sich nach Art der Umwandlung von Gleichung 4) in Gleichung 10) oder 11) der N. VI auf S. 758 in ein Aggregat von Doppelintegralen überführen, so dass

$$\left.\begin{aligned} E_1 = &-\frac{1}{2}\varepsilon\int\limits_{s}\int\limits_{\mathrm{w}} ds\,d\mathrm{w}\left[\frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{d\mathrm{w}}\right]_{s'_1}^{s'_2} \\ &+\frac{1}{2}\varepsilon\int\limits_{\mathrm{w}}\int\limits_{s'} d\mathrm{w}\,ds'\left[\frac{1}{r}\frac{dr}{d\mathrm{w}}\frac{dr}{ds'}\right]_{s_1}^{s_2} \\ &-\frac{1}{2}\varepsilon\int\limits_{s'}\int\limits_{s} ds'\,ds\left[\frac{1}{r}\frac{dr}{ds'}\frac{dr}{ds}\right]_{\mathrm{w}_1}^{\mathrm{w}_2} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4).$$

Da nun aber der inducirte Leiter s einen geschlossenen Umlauf bilden muss, ist $s_1 = s_2$ und es reducirt sich somit die vorige Gleichung auf

$$\left.\begin{aligned} E_1 = & - \frac{1}{2}\varepsilon \int_s\int_w ds\, dw \left[\frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{dw}\right]_{s_1'}^{s_2'} \\ & - \frac{1}{2}\varepsilon \int_{s'}\int_s ds'\, ds \left[\frac{1}{r}\frac{dr}{ds'}\frac{dr}{ds}\right]_{w_1}^{w_2} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad 5).$$

2. Das Element der inducirten elektromotorischen Kraft infolge der neu eintretenden Stromtheile ergiebt sich für die Einheit der Stromstärke, wenn man in der Formel 6) der N. III auf S. 751 $i' = 1$ und $a = \varepsilon$ setzt. Es ist dann

$$dE_2 = -\frac{1}{2}\varepsilon \frac{ds\, ds'}{r} \cos\alpha \cos\beta \quad \ldots\ldots \quad 6).$$

Hier sind β und α die Winkel, welche die Elemente des Stromes ds' und des Leiters ds mit der Verbindungslinie r und mit deren Verlängerung machen. Es ist also

$$\cos\alpha = \frac{dr}{ds}; \qquad \cos\beta = -\frac{dr}{ds'}$$

und somit

$$dE_2 = +\frac{1}{2}\varepsilon \frac{ds'\, ds}{r}\frac{dr}{ds'}\frac{dr}{ds} \quad \ldots\ldots \quad 7).$$

Hieraus findet sich aber durch doppelte Integration nach ds' und ds die ganze elektromotorische Kraft, welche durch alle neu eingetretene Stromelemente im ganzen Leiter inducirt wird,

$$E_2 = +\frac{1}{2}\varepsilon \int_{s'}\int_s ds'\, ds \left[\frac{1}{r}\frac{dr}{ds'}\frac{dr}{ds}\right]_{w_1}^{w_2} \quad \ldots\ldots \quad 8),$$

wo nach der mehrfach angewandten Bezeichnung $\left[\frac{1}{r}\frac{dr}{ds'}\frac{dr}{ds}\right]_{w_1}^{w_2}$ die Differenz derjenigen Werthe bedeutet, welche die in der Klammer befindliche Grösse erhält am Anfang der Bahn w_1 des bewegten Stromtheiles und am Ende derselben w_2.

3. Der von der Geschwindigkeitsänderung der Elektricitäten beim Uebergang zwischen dem ruhenden und dem bewegten Antheil des Stromleiters herrührende Antheil des Elementes dE_3 der inducirten elektromotorischen Kraft ist nach der Formel 11) in N. VII gleich dem unter 6) zu Grunde gelegten. Es ist somit auch

$$E_3 = E_2 \quad \ldots\ldots \quad 9).$$

Demgemäss ist aber die Summe der bei Gegenwart von Gleitstellen für die Einheit der Stromstärke inducirten elektromotorischen Kraft

$$E = E_1 + E_2 + E_3 = E_1 + 2E_2$$

oder durch Substitution der Werthe aus den Gleichungen 5) und 8)

$$\left.\begin{aligned} E = & - \frac{1}{2}\varepsilon \int_s\int_w ds\, dw \left[\frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{dw}\right]_{s_1'}^{s_2'} \\ & - \frac{1}{2}\varepsilon \int_{s'}\int_s ds'\, ds \left[\frac{1}{r}\frac{dr}{ds'}\frac{dr}{ds}\right]_{w_1}^{w_2} \\ & + \varepsilon \int_{s'}\int_s ds'\, ds \left[\frac{1}{r}\frac{dr}{ds'}\frac{dr}{ds}\right]_{w_1}^{w_2} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad 10)$$

oder

$$E_{\bullet} = -\frac{1}{2}\varepsilon\int_w\int_s dw\,ds\left[\frac{1}{r}\frac{dr}{dw}\frac{dr}{ds}\right]_{s'_1}^{s'_2} + \frac{1}{2}\varepsilon\int_s\int_{s'} ds\,ds'\left[\frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'}\right]_{w_1}^{w_2} \quad \ldots\ldots \quad 11).$$

Die vollständige Uebereinstimmung dieser aus WEBER's Theorie hervorgegangenen Formel mit der unter 11) in N. VI aus NEUMANN's Gesetzen gefolgerten beweist, dass sich daraus ein Widerspruch zwischen beiden nicht herleiten lässt. —

Um die Theorie der Gleitstellen auch seinerseits experimentell zu stützen, wiederholte WEBER die in *Fig. 596* auf S. 762 dargestellten Versuche NEUMANN's, jedoch mit der gerechtfertigten Modification, dass der stromführende Ring bei $\partial\beta$ nicht unterbrochen war. Bei einer raschen continuirlichen Drehung des radialen Stromstückes $\gamma\varepsilon$ wurde im umgebenden secundären Drath *ebcdfe* kein Strom inducirt. Der Versuch bietet aber auch noch das weitere Interesse dar, dass er die Umkehr der in den *Fig. 110* und *111* auf S. 213 dargestellten elektrodynamischen Rotationen ist. Wenn aber dort eine Rotation eintritt, hier bei einer mechanischen Drehung des radialen Stromtheiles im umgebenden Leiter keine Induction zu Stande kommt, so geht daraus hervor, dass das von LENZ aufgestellte Gesetz der Reciprocität zwischen den Erscheinungen der Elektrodynamik und der Induction — vergl. §. 34, S. 355 und §. 40, S. 483 — nicht unbedingte Geltung besitzt. Wird dagegen der Strom durch den peripherischen Leiter *ebcdfe* in *Fig. 596* geführt, und dient der centrale $\alpha\beta\gamma\varepsilon\eta\varrho\alpha$ als Inductionsleitung, so dass sich die Gleitstelle in der Inductionsleitung befindet, dann tritt wiederum ein Inductionsstrom auf.

---

[1] FECHNER. *Pogg. Ann. 64, 337 (1835).

[2] W. WEBER. *Abhandlungen über elektrodynamische Maassbestimmungen. Erste Abhandlung, über ein allgemeines Grundgesetz der elektrischen Wirkung. Aus den Abhandlungen bei Begründung der kgl. sächs. Gesellschaft der Wissenschaften zu Leipzig 1846, und gesondert Leipzig 1852, Art. 23 fg.

[3] NEUMANN. *Ueber ein allgemeines Princip der mathematischen Theorie inducirter elektrischer Ströme. Vorgelesen in der berliner Akademie der Wissenschaften am 9. Aug. 1847, Berlin 1848.

[4] W. WEBER. *Abhandlungen über elektrodynamische Maassbestimmungen. Zweite Abhandlung, Widerstandsmessungen. Aus den Abhandlungen der mathematisch-physischen Klasse der kgl. sächs. Gesellschaft der Wissenschaften, Leipzig 1850 und 1852. Art. 39 fg.

§. 52. FARADAY's Theorien der Induction des Paramagnetismus und des Diamagnetismus.

FARADAY vermuthete, dass alle Körper, auch die nicht eigentlich magnetischen, im Wirkungskreis eines galvanischen Stromes oder eines Magneten sich in einem eigenthümlichen Spannungszustand befänden, der von dem magnetischen zwar verschieden, aber doch nicht ohne Aehnlichkeit sei, und den er den elektrotonischen Zustand nannte. Dieser Zustand diente zur Erklärung der Inductionserscheinungen. Später bot jedoch die Vertheilung der Kraft um einen Magneten und um den Schliessungsdrath der Kette herum, wie er sich in den durch Eisenfeilspähne darstellbaren magnetischen Curven bietet, andere und bequemere Beziehungen, so dass die erstere Ansicht in den Hintergrund trat und diese als Grundlage einer Theorie des Paramagnetismus, des

Diamagnetismus und der Induction diente. Wenn nun auch diese theoretischen Betrachtungen nicht die ungetheilte Zustimmung der Physiker erhielten, so sind sie doch so sehr von Einfluss auf die Erfolge des grossen Entdeckers gewesen, dass wir dieselben nicht übergehen dürfen.

Im Verfolg der Bestrebungen, einen Grund für die Inductionsströme aufzufinden, begegnen wir noch einem eigenthümlichen Nachweis der Erregung von Spannungselektricität durch die galvanische Kette. VOLTA hatte zwar schon die freie Elektricität an den Polen der ungeschlossenen Säule nachgewiesen, VAN MARUM hatte eine KLEIST'sche Batterie damit geladen, mit der ZAMBONI'schen Säule lassen sich gewöhnliche Elektroskoppendel zur Divergenz bringen, auch hatte schon SIEMENS gefunden, dass unterirdische Telegraphenleitungen durch die freie Elektricitat der Säule geladen werden, indem durch den Drath, das umgebende Erdreich und die dazwischen befindliche isolirende Hülle des Drathes eine KLEIST'sche Batterie in grossem Maassstabe gebildet werde: FARADAY hat aber die hierhergehörigen Phänomene am ausführlichsten untersucht und ihre Bedeutung für die verschiedene Geschwindigkeit der Elektricität unter verschiedenen Versuchsbedingungen nachgewiesen.

I. Wenn sich ein nach Art des Eisens magnetischer Körper im Wirkungskreis eines galvanischen Stromes oder eines permanenten Magneten befindet, so wird er selbst polar. FARADAY erschien es nun schon zur Zeit der Entdeckung der Induction (1831) höchst unwahrscheinlich, dass Eisen und die ihm verwandten Körper allein für die galvanischen und magnetischen Agentien empfänglich seien, vielmehr würden sich voraussichtlich alle anderen Körper diesen Einflüssen nicht entziehen können. Den hypothetischen Zustand, in welchem sich demnach alle Körper befinden, so lange sie unter Einfluss eines galvanischen Stromes oder eines Magneten stehen, nannte FARADAY [1] den elektrotonischen Zustand. Für diesen Zustand bot sich zunächst nur das eine Erkennungsmittel, dass die Reaction der Materie gegen sein Auftreten sich in einem dem erregenden (galvanischen oder ampère'schen) Strom entgegengesetzten, und dass die Reaction gegen sein Verschwinden sich in einem dem erregenden gleichgerichteten Strom kundgiebt. Da die Materie momentan in den elektrotonischen Zustand versetzt zu werden scheint und momentan in den gewöhnlichen Zustand nach Aufhören der erregenden Ursache zurückfällt, so sind die bezeichneten Ströme ebenfalls momentan (60). Ein Kennzeichen während seines Bestehens hat für den elektrotonischen Zustand nicht nachgewiesen werden können. Er muss aber als ein Spannungszustand der kleinsten Theilchen (71) angesehen werden und unterscheidet sich um desswillen von dem der elektrischen Influenz, indem diese ein Spannungszustand der ganzen Masse des Körpers ist (73). Er ist auch nicht identisch mit dem magnetischen Zustand (66), denn wäre das der Fall, so müssten die einzigen nachweisbaren Kennzeichen, die Inductionsströme, stärker im Eisen als im Kupfer oder in andern Metallen auftreten. Versuche mit verschiedenartigen Dräthen zeigen jedoch, dass ein Unterschied in der Stromstärke nur mit dem elektrischen Leitungsvermögen, nicht aber mit dem magnetischen Vertheilungsvermögen Hand in Hand gehe (66, 132). Desswegen kann der hypothetische Zustand ebenso gut in Leitern als in Nichtleitern für galvanische Ströme auftreten, indem in letzteren nur das mangelnde Leitungsvermögen ein Zustandekommen der Inductionsströme verhindert, während die inducirte elektromotorische Kraft sicher vorhanden ist (72, 1661). Gleichwie aber der galvanische und der magnetische Zustand gleichzeitig in derselben Substanz bestehen können, so ist es auch möglich,

dass dieselbe Substanz gleichzeitig in den galvanischen, magnetischen und elektrotonischen Zustand versetzt werden kann (74). Im elektrotonischen Zustand mögen die kleinsten Theilchen der Materie in eine gezwungene Stellung zu einander gebracht werden, aus der sie nach dem Aufhören der tonisirenden Ursache in ihre frühere Lage zurückkehren. Die secundären Ströme beim Beginn und beim Beseitigen der inducirenden Einflüsse würden sich sonach als Reaction der Materie gegen das Auftreten und Verschwinden des elektrotonischen Zustandes erklären.

Der Mangel an Beweisen für die Existenz dieses hypothetischen Zustandes veranlasste Faraday bald (114), sich nach andern Erklärungsgründen der neu entdeckten Inductionserscheinungen umzusehen, die sich ihm in den Magnetkraftlinien ergaben. Dennoch kommt er wiederholt [2] auf denselben zurück. Mag nun die Annahme des in Rede stehenden Zustandes aus dem Bestreben hervorgegangen sein, die Inductionsströme zu erklären (4), oder mag umgekehrt schon die Entdeckung der letzteren veranlasst worden sein durch die Bemühungen, die physische Existenz des ersteren nachzuweisen (2): sicherlich ist diese Idee nicht ohne Einfluss gewesen auf die Entdeckung des Diamagnetismus. So heisst es in N. 1114 der Experimentaluntersuchungen: „Ich kann mich des Gedankens nicht erwehren, dass durch die Seitenwirkung der Elemente des elektrischen Stromes während der Zeit seiner Fortdauer irgend ein Effect ausgeübt werde. Ein Effect dieser Art ist wirklich in den magnetischen Beziehungen des Stromes sichtbar. Nehmen wir an, dass die magnetischen Kräfte es seien, welche so abweichende Resultate zu Anfang und zu Ende eines Stromes erzeugen, so scheint es doch, als fehle noch ein unerkanntes Glied in der Kette von Effecten. . . . Die Erzeugung secundärer Ströme von bisweilen grösserer Stärke als die ursächlichen primären kann nicht aus einer directen Reaction der elektrischen Kraft entspringen; und wenn es aus einer Verwandelung der elektrischen Kraft in eine magnetische und einer Rückverwandelung dieser in jene entspränge, so würde dieses zeigen, dass die galvanische und magnetische Kraft in mehr als blos der Richtung verschieden seien, rücksichtlich desjenigen Agens in dem Leitungsdrath, welches ihre unmittelbare Ursache ausmacht.“ Haben wir nun auch im 51. Paragraphen befriedigende Erklärungen hinsichtlich der Voltainduction behandelt, so bleibt doch die bezeichnete Lücke im Betreff der Magnetoinduction noch unausgefüllt.

II. Die Einführung des Begriffes der magnetischen Curven oder Magnetkraftlinien trat zuerst in Gestalt einer leitenden Idee auf, um die Orientirung in den verwickelten Inductionsgesetzen zu erleichtern (114). Es sollte damit ein bloser Ausdruck für die Anordnung magnetischer Kräfte gegeben (238) [3] und unter magnetischen Curven sollen die bekannten Linien verstanden werden, in welchen sich Eisenfeilicht über Magnetstäben ordnet, oder diejenigen, welche die Richtungen einer sehr kleinen Magnetnadel als Tangente haben würden (114). Da sich aber auch Eisenfeilspähne regelmässig um einen galvanisch durchströmten Drath ordnen, so werden die magnetischen Curven auch auf diesen übertragen (232). Wenn nun ein Theil eines geschlossenen Leiters diese Curven eines permanenten Magneten durchschneidet, indem er sich quer durch dieselben hindurch bewegt, so entsteht ein Inductionsstrom. Aendert ein Drath seinen Abstand gegen einen galvanischen Strom, so durchschneidet er ebenfalls dessen Linien, und so lange das geschieht, wird er inducirt. Beim Entstehen eines Elektromagneten oder eines galvanischen Stromes breiten sich die magnetischen Curven rasch von den Polen oder dem Leiter als Centren aus und bewegen sich dabei durch einen in der Nachbarschaft ruhenden Drath, um ihn zu induciren; im umgekehrten Sinne geschieht die Induction beim Aufhören des Magnetismus oder des Stromes, indem dann die Curven als sich zu ihren Centren wieder zurückbewegend gedacht werden müssen. Da nun in solcher Weise alle Inductionsfälle auf die magnetischen Curven zurückgeführt werden können,

glaubt Faraday die Annahme eines elektrotonischen Zustandes auf sich beruhen lassen zu müssen (231, 242).

Um beide Anschauungsweisen mit einander zu vereinigen, meinte Nobili [8], dass ein Magnet oder galvanischer Strom die kleinsten Theilchen eines jeden in seiner Nähe befindlichen Körpers aus ihrer Stelle rücke, sie dadurch in eine gespannte Lage bringe und somit in deren Aetheratmosphäre eine Störung bewirke, welche den momentanen Inductionsstrom veranlasse. — Sturgeon [9] meinte, dass jene Agentien die materiellen Theilchen eines nahen Körpers gerade so in regelmässigen Linien zu ordnen streben, wie er es mit den Theilchen von Eisenfeilicht thue. Dass aber dann eine Substanz wirklich magnetische Eigenschaften zeige, die andere nicht, hänge von einer Verschiedenheit im magnetischen Leitungsvermögen (?) ab. — Faraday warf dann noch die Frage auf, ob überhaupt die Seitenwirkung des Stromes und die Wirkung des Magneten sich nicht von Theilchen zu Theilchen der zwischenliegenden Materie fortpflanze, in welchem Falle man es nicht mehr mit einer Fernewirkung, wie bei der Gravitation zu thun habe (1664). Dieser Gedanke wurde jedoch für die Magnetkraft nicht ebenso verfolgt, wie für die elektrische Influenzwirkung.

III. Was im Anfange nur Orientirungsmittel war, diente im weiteren Verlauf von Faraday's Untersuchungen als Grundlage theoretischer Entwickelungen. Die in frühern Abhandlungen zerstreuten dessfallsigen Bemerkungen * sind in der 26. und 28. Reihe der Experimentaluntersuchungen [4. 5] im Zusammenhang wiederholt. Demgemäss werden nun die Körper in zwei Abtheilungen gebracht, und zwar sind sie entweder solche, welche selbst Magnetkraftlinien aussenden (die selbstständigen Magnete), oder sie wirken blos ablenkend auf die Magnetkraftlinien. Die letztere Abtheilung zerfällt wiederum in zwei Klassen, je nachdem entweder ein Körper den Durchgang der Magnetkraftlinien mehr erleichtert als das umgebende Mittel, oder je nachdem er denselben hemmt. Das erstere wäre bei den paramagnetischen, das letzte bei den diamagnetischen Körpern der Fall. In einem Magnetfeld von gleichförmiger Kraft sind nämlich die Magnetkraftlinien gleichmässig und parallel zu einander von Pol zu Pol angeordnet. Wird aber in ein solches Feld ein paramagnetischer Körper wie p in *Fig. 599* gebracht, so gestattet er den Kraftlinien einen leichteren Durchgang, als das aus der Stelle gedrängte Mittel (oder auch der Raum, den er einimmt) und somit werden dieselben eine nach p gerichtete Convergenz erfahren. Wird dagegen in das Magnetfeld ein diamagnetischer Körper wie d gebracht, so bietet dieser den Kraftlinien ein grösseres Hinderniss dar als der eingenommene Raum, und somit erfahren sie eine von d abseits gerichtete Ablenkung. In p werden sie also verdichtet, in d verdünnt, und da nur eine gewisse Summe von Kraftlinien überhaupt vorhanden ist, so findet ausserhalb von p eine Verdünnung, ausserhalb von d aber eine Verdichtung derselben statt. Diese Einwirkung auf die Kraftlinien wird **magnetisches Leitervermögen** genannt (2797). Sind p und d homogene Massen, so kommt allen Theilchen derselben ein gleiches Leitvermögen zu, es ist also kein Grund vorhanden, warum sich die Theilchen innerhalb des Magnetfeldes mehr einander annähern oder von einander entfernen sollten, als ausserhalb desselben und somit erklärt sich die mangelnde Volumveränderung der paramagnetischen oder diamagnetischen Gase unter Einfluss kräftiger Magnetpole. (Vergl. hierzu §. 43, N. VI auf S. 583.) —

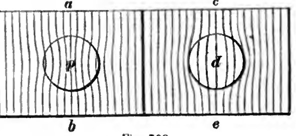
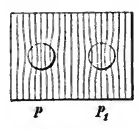


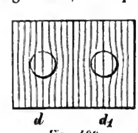
Fig. 399.

Die Convergenz resp. Divergenz der Kraftlinien auf den entgegengesetzten

* Hierüber sind besonders die Nummern 2149. 2229. 2418. 2443. 2464. 2470. 2561. 2696 u. 97. 2701 massgebend.

Seiten des paramagnetischen oder diamagnetischen Körpers nennt Faraday **Leitungspolarität** (*conduction polarity*) (2818). Für jeden der beiden Körper ist diese Polarität auf den entgegengesetzten Seiten von entgegengesetzter Natur, indem auf der einen die Kraftlinien in den Körper eintreten, während sie auf der andern austreten. Desshalb ist aber nicht die Leitungspolarität des paramagnetischen Körpers auf der Nordseite identisch mit der des diamagnetischen Körpers auf der Südseite. Hier tritt nämlich noch der weitere Gegensatz hervor, dass die Kraftlinien im einen Falle convergiren, im andern divergiren. — Werden ferner zwei paramagnetische Körper nebeneinander in das Magnetfeld gebracht, so concentrirt jeder die Kraftlinien, es sind also die letzteren zwischen beiden Körpern in verdünnterem Zustande als ausserhalb derselben. Da sich nun paramagnetische Körper immer von Stellen schwächerer Kraft zu Stellen stärkerer Kraft bewegen, so gehen beide in Uebereinstimmung mit dem Experiment von der gemeinschaftlichen Mitte abseits, scheinen sich also abzustossen. Ebenso entfernen sich auch zwei nebeneinander in das Magnetfeld gebrachte diamagnetische Körper. Das geschieht aber um desswillen, weil zwischen ihnen die Magnetkraftlinien sich in dichterem Zustand befinden als ausserhalb, und weil sich diamagnetische Körper immer von Stellen stärkerer nach Stellen geringerer Kraft bewegen. Ebenso erklärt es sich, dass sich ein paramagnetischer und ein diamagnetischer Körper einander annähern, wenn sie sich gleichzeitig nebeneinander im Magnetfelde befinden (2831). Diese drei Fälle sind in *Fig. 400* dargestellt, wo p die paramagnetischen, d die diamagnetischen Körper bedeutet, und oben und unten die beiden Magnetpole zu denken sind.





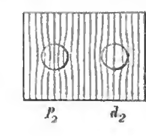


Fig. 400.

Statt aller Widerlegungen dieser Theorie des Paramagnetismus und Diamagnetismus mag nur darauf hingewiesen werden, dass sie schon um desswillen keine Befriedigung gewährt, weil die vorausgesetzte Beschaffenheit der Magnetkraftlinien selbst einer Erklärung bedarf, ja diese Erklärung schon gefunden ist in dem höhern Gesetz der Vertheilung und nachmaligen Anziehung und Abstossung der Magnetpole gegen die Feilspähne im umgekehrten Verhältniss zum Quadrate des Abstandes. Wie im nächsten Abschnitt näher gezeigt werden wird, genügt aber dieses Merkmal der Magnetkraft noch nicht, um die Erklärungen der in Rede stehenden Erscheinungen zu geben, es müssen also noch andere, entweder schon nachgewiesene oder wenigstens mit dem Wesen der Kraft nicht in Widerspruch stehende Merkmale herangezogen oder hypotheticirt werden, um damit die Erscheinungen in Einklang zu bringen.

IV. Um die näheren Beziehungen der Kraftlinien zur Induction festzustellen, unternahm Faraday eine Reihe von Versuchen, von denen die folgenden hervorgehoben werden mögen (3084 bis 3099). Es wurde ein Magnet so vorgerichtet, dass er um seine Axe gedreht werden konnte, oder es konnten statt dessen zwei gleichgerichtete Magnete um eine gemeinschaftliche Axe gedreht werden. Mit diesen wurde ein in der Aequatorialebene radial zur Drehung gerichtetes Drathstück in schleifende Berührung gebracht, und ein anderes Drathstück vollendete auf beliebigem Wege die Leitung zwischen diesem und der Axe. Zwischen letzteres und die Axe wurde ein Galvanometer eingeschalten. Drehte sich ein solches System von Magneten und Leitern unter Beibehaltung der gegenseitigen Lage der einzelnen Theile um die gemeinschaftliche Axe, so entstand kein Strom. Ebenso wenig entstand ein Strom, wenn blos der axiale Theil des Drathes gedreht wurde. Wohl

aber wurde ein Inductionsstrom beobachtet, wenn die übrigen Theile der Drathleitung um den feststehenden Magneten rotirten, oder wenn diese Theile feststanden und der Magnet innerhalb derselben gedreht wurde. Dabei ist aber die Stärke des Stromes gänzlich unabhängig von der Gestalt und Richtung des Drathes, hängt vielmehr nur ab von dem Wege seines Anfangs- und Endpunktes und von seinem Leitungsvermögen.

Faraday schliesst aus diesen Versuchen, dass die inducirte elektromotorische Kraft einzig abhänge von der Menge der von dem Drathe während der Bewegung durchschnittenen Magnetkraftlinien. Dagegen macht aber van Rees [10] geltend, dass die angeführten Versuche durchaus nicht mit dem von Weber (vergl. §. 40, N. I, S. 477) aufgestellten Gesetz, dass die Intensität der inducirten Ströme der Geschwindigkeit der inducirenden Bewegung proportional sei, im Widerspruch stehen. Vielmehr giebt er in gewohnter Uebersichtlichkeit eine mathematische Entwickelung dieses Gesetzes und zeigt, dass alle Beobachtungen Faraday's, die ja im Wesentlichen auf die schon §. 34, N. VI bis VIII, S. 364 ff. behandelten Erscheinungen der unipolaren Induction hinauskommen, aus jenem Gesetz sich herleiten lassen. Eine Wiederholung dieser Erörterungen können wir jedoch hier um so eher unterlassen, als die in §. 40, N. IV ausgeführten Gesetze Neumann's und namentlich die Folgerungen d) und e) auf S. 495 eine genügende Zurückführung der Beobachtung auf die Gesetze bieten. Faraday's Theorie der Magnetkraftlinien ist also entbehrlich.

Dasselbe gilt von der Induction durch Erdmagnetismus, da ja dieser nur ein specieller Fall von der allgemeinen magnetischen Wirkungsweise ist. Faraday [6] handelt davon in der 29. Reihe der Experimentaluntersuchungen. Es wurde ein Drath zu einem Quadrat von 12 Zoll Seite gebogen und diagonal an einer senkrecht auf der magnetischen Meridianebene stehenden Drehungsaxe befestigt. Die nahe der Axe liegenden Drathenden führten erst zu einem zweckmässig eingerichteten Commutator und dann zu einem Multiplicator mit geringem Widerstand. Wurde der Drath in Drehung versetzt, so gab er für zwei aufeinander folgende halbe Umdrehungen entgegengesetzt gerichtete Ströme, die der Commutator in stets gleicher Richtung dem Multiplicator zuführte. Die Ablenkungen an der Magnetnadel (welche wahrscheinlich den elektromotorischen Kräften proportional gesetzt werden durften) waren der Anzahl der in gleichen Zeiten bewirkten Umdrehungen proportional. Wurden bei derselben Seitenlänge die Diagonalen des Rechtecks verlängert oder verkürzt, so war der Ausschlag dem dadurch veränderten Quadratinhalt des Parallelogrammes proportional. Bei Anwendung von verschiedenen dicken, aber sonst gleich beschaffenen Dräthen machte sich nur eine Verschiedenheit im Leitungsvermögen geltend. Die inducirte elektromotorische Kraft ist sonach proportional der Anzahl der vom Drathe durchschnittenen Kraftlinien des Erdmagnetismus. — Es mag erwähnt werden, dass auf denselben Principien Weber's Inductionsinclinatorium beruht — vergl. §. 35, N. V, S. 389.

V. Endlich muss noch von der Theorie derjenigen elektrischen Ladungen gehandelt werden, welche in Telegraphenleitungen unter der Erde oder unter dem Wasser beobachtet worden sind. Die ersten Beobachtungen und Erklärungen derselben wurden von W. Siemens [11] mitgetheilt, die folgenden umfangreicheren Versuche wurden unabhängig von jenen durch Faraday [7] ausgeführt. Es standen nämlich 2 Kupferdräthe von $^1/_{16}$ Zoll engl. im Durchmesser und je 100 engl. Meilen Länge, überzogen mit einer etwa 0,1 Zoll dicken Guttaperchaschicht zur Disposition, die zu Telegraphenleitungen benutzt werden sollten. Jeder war in Ringen aufgewunden. Der eine wurde von einem Boote herab in das Wasser eines Kanals getaucht, während der andere in freier Luft hing. Beide verhielten sich nun sehr verschieden gegen die Elektricität einer aus 360 Plattenpaaren bestehenden Batterie. Es mag

in *Fig. 401* *k* die Batterie mit den Leitungsdräthen *a* und *b* bedeuten, es stelle ferner *w* den im Wasser hängenden Drath mit den Enden *c* und *d* dar, und es sei *e* eine Erdleitung: so wurde zunächst *a* zur Erde abgeleitet, dann wurde *b* mit einem Ende *d* des Drathes für einen Moment in Berührung gesetzt, während sein anderes Ende isolirt blieb. Unterbrach dann eine Person die Verbindung *bd*, und schaltete sich zwischen *e* und *d* ein, so erhielt sie einen Schlag. Diese Entladung konnte bei rasch nach einander folgenden Berührungen in etwa 40 einzelne Entladungen getrennt werden, und es war nach 4 Minuten noch eine Wirkung wahrnehmbar. Wurde zwischen *de* ein Galvanometer eingeschalten, so wurde die Nadel stark abgelenkt, die Kraft nahm ab, war aber noch nach 20 bis 30 Minuten wahrnehmbar. Wurde der Wasserdrath mit einem Pol der Batterie verbunden und ein Galvanometer eingeschalten, so erhielt derselbe eine starke Ablenkung, die jedoch auf ein Minimum herabsank, wenn sich der Drath mit Elektricität geladen hatte. Nach Ausschaltung der Batterie und Ableitung des frei gewordenen Galvanometerendes zum Boden zeigte das Galvanometer die entgegengesetzte Ablenkung, bis der Drath wieder entladen war. Auch konnte die durch das eine Drathende eingeführte Elektricität durch das andere wieder ausgeführt werden und lenkte, wenn dieses mit dem Galvanometer in Verbindung war, dessen Nadel ab. Von den aufgeführten Wirkungen zeigte der in der Luft befindliche Drath nicht die geringste Spur. Der im Wasser befindliche Drath wirkte also wie eine KLEIST'sche Batterie, deren eines Belege durch den Kupferdrath, das andere durch das Wasser, und deren Isolator durch die Guttapercha repräsentirt war.

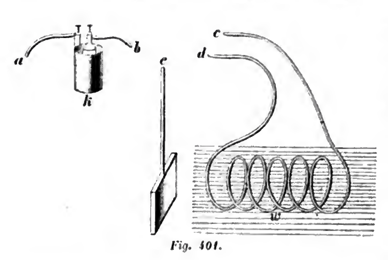


Fig. 401.

Demgemäss müssen Telegraphendräthe, die mit Guttapercha umhüllt im Wasser oder in der Erde liegen, andere Erscheinungen darbieten, als solche, die in der Luft hängen. FARADAY experimentirte mit den unterirdischen Leitungsdräthen zwischen London und Manchester, die mit einander verbunden eine Länge von 1500 Meilen gaben, und fand zunächst alle jene Erscheinungen auch hier. Ferner verband er 750 Meilen derselben nach Art der *Fig. 402* (S. 775) zu zwei Hingängen und zwei Rückgängen. Das eine Ende war mit einem Galvanometer *a* und dieses mit einem Pol einer Batterie *k* verbunden. Dann war in der Mitte der Leitung ein zweites Galvanometer *b* und am Ende ein drittes *c* eingeschalten, welches seinerseits empfangene Ladungen an eine Erdleitung *d* abgab. Im Moment des Schliessens wurde *a*, etwas später erst *b* und noch später *c* afficirt. Waren alle 1500 Meilen Drath in der Leitung, so verflossen 2 Secunden zwischen den Angaben von *a* und denen von *c*. Beim Oeffnen der Batterie hörte die Wirkung auf *a* plötzlich auf, dann die auf *b* und zuletzt die auf *c*. Eine kurze Schliessung bei *a* zeigte eine ähnliche successive Wirkung auf *a*, *b* und *c*, so dass die Kraftwelle, welche in dem Drath erregt wurde, in ihren verschiedenen Phasen beobachtet werden konnte. Wird *a* für einen Moment mit *k* verbunden und dann sofort mit der Erde, so erfährt *a* ebenso rasch nach einander die Wirkung der einströmenden und der ausströmenden Elektricität, während *b* und *c* keinen Ausschlag geben. — Mit einem durch die Luft geführten Leitungsdrath konnte auch von diesen Erscheinungen keine nachgewiesen werden.

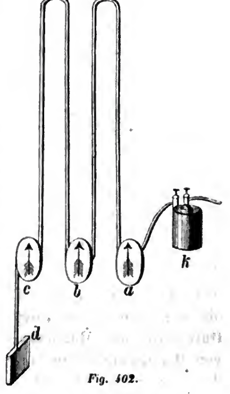


Fig. 402.

Aus den angeführten Versuchen geht hervor, dass zu den die Geschwindigkeit der Elektricität beeinflussenden Umständen, nämlich der Leitungsfähigkeit ihrer Bahn, der Isolirung der letzteren von ihren Umgebungen, und der Dichtigkeit der Elektricität, noch ein neuer hinzukommt, welcher in der statischen Vertheilung zu suchen ist. Lassen die Versuchsbedingungen eine seitliche Vertheilung der in irgend einem Querschnitt des Drathes befindlichen Elektricität zu, so wird dadurch ein Antheil der Kraft absorbirt, mit welcher sie ohnedem trennend auf den Nullzustand der vorwärts liegenden Schicht wirkt und die Fortpflanzung des Stromes längs des Drathes veranlasst. Hierin ist der Grund zu suchen, dass sich eine so ausserordentliche, bis aufs Hundertfache verschiedene Geschwindigkeit der Elektricität ergeben hat, je nachdem die Messungen unter andern Bedingungen angestellt worden sind, wie folgende Zusammenstellung zeigt. Die Geschwindigkeit wurde nämlich in englischen Meilen gefunden von

Wheatstone (1834) in Kupferdräthen	=	288 000
Walker (Amerika) in eisernen Telegraphendräthen	=	18 780
O'Mitchell (Amerika) in eisernen Telegraphendräthen	=	28 524
Fizeau und Gounelle in Kupferdräthen	=	112 680
Dieselben in Eisendräthen	=	62 600
A. B. G. in den Kupferdräthen des london-brüsseler Telegraphen	=	2 700
Derselbe in den Kupferdräthen des london-edinburger Telegraphen	=	7 600.

VI. In der Ueberzeugung, dass alle Kräfte der Natur in gegenseitiger Abhängigkeit von einander stehen, liess es Faraday [12] nicht unversucht, nach einer Beziehung zwischen der Schwerkraft und der Elektricität oder dem Magnetismus zu forschen. Sehr verschiedenartige Körper liess er theils innerhalb, theils mit einer Drathspirale fallen, oder aber unter Einfluss der Schwerkraft und in Verbindung mit einem geeigneten Commutator innerhalb einer Spirale oscilliren: doch war weder ein Inductionsstrom noch sonst eine Beziehung zu polaren Kräften zu entdecken.

Faraday's hierher gehörige Abhandlungen sind die folgenden:

[1] Erste Reihe von Experimentaluntersuchungen über Elektricität. *Philos. Transact. for 1832*, P. I, p. 125. — *Pogg. Ann. 25, 110 (1832). — *Royal Institution* 1831.

[2] *Philos. Mag.* [3.] 5, 349, daraus in *Pogg. Ann. 34, 292 (1835) zum Schluss. — Ingleichen die NN. 242, 1658 ff. der Experimentaluntersuchungen u. s. w. — Ferner 13. Reihe der Experimentaluntersuchungen in *Philos. Transact. for 1838*, pt. I; *Pogg. Ann. 48, 535 (1839), besonders N. 1658 ff.

[3] Zweite Reihe. *Philos. Transact. for 1832*, p. 153. — *Pogg. Ann. 25, 142 (1832).

[4] Sechsundzwanzigste Reihe. *Philos. Transact. for 1851*. *Pogg. Ann. Ergänzungsband 3. 108 (1853). — Auszugsweise in **Philos. Mag.* [4.] N. 1 (Jan. 1851); *Pogg. Ann. 82, 329 (1851).

[5] Achtundzwanzigste Reihe. **Philos. Transact. for 1852*, P. I, p. 25. — Auszugsweise in **Philos. Mag.* [4.] 3, 67 (1852); *Pogg. Ann. Ergänzungsband 3, 535 (1853).

[6] Neunundzwanzigste Reihe. **Philos. Transact. for 1852*, P. I, p. 137. Auszugsweise in **Philos. Mag.* [4.] 3, 309 (1852); *Pogg. Ann. Ergänzungsband 3, 542 (1853).

[7] *Philos. Mag.* [4.] 7, 197 (*Royal Institution* 20 Jan. 1854); **l'Inst.* N. 1057 (5 Avr. 1854). — **Arch. des sc. phys. et nat.* [4.] 25, 169; *Pogg. Ann. 92, 152 (1854). — Fortsetzung

in * *Philos. Mag.* [4.] 7, 396 (Jun. 1854); Dingler's polytechn. Journ. 133, 20 (Juli 1854).

[8] Nobili. * *Antologia Fiorentina* Vol. 46, N. 138, p. 138 (dat. li 10 Luglio 1832).

[9] Sturgeon. * *Sturgeon Ann. of Electr.* Vol. 1, p. 192 (Apr. 1837); p. 251, 262 (May 1837).

[10] R. van Rees. * Pogg. Ann. 90, 415 (1853); aus den Abhandlungen der königlichen Akademie der Wissenschaften zu Amsterdam, Bd. 1.

[11] W. Siemens. * Pogg. Ann. 79, 481 (1850).

[12] Faraday. 24. Reihe von Experimentaluntersuchungen über Elektricität. *Philos. Transact. for 1850.* — * *Philos. Mag.* [4.] 1, 68 (Jan. 1851). * Pogg. Ann. 82, 327 (1851).

§. 53. Theorien des Diamagnetismus.

Sämmtliche bisher aufgestellte Theorien des Diamagnetismus lassen sich in zwei Klassen theilen: die einen leugnen eine diamagnetische Polarität, die andern erkennen sie an. Nach den ersteren Theorien würde die Magnetkraft eine mechanische Wirkung auf leicht bewegliche Körper ausüben. Namentlich würden die diamagnetischen Körper um desswillen abgestossen werden, weil sie dem Durchgang der Magnetkraft einen grösseren Widerstand entgegensetzten als der von ihnen eingenommene Raum. Umgekehrt würden die paramagnetischen Körper darum von den Magnetpolen angezogen, weil sie der Magnetkraft ihren Durchgang mehr erleichtern, als es der von ihnen eingenommene Raum thun würde.

Von dieser Auffassung müssen wir jedoch absehen, da in §. 44, S. 492 u. s. w. die Existenz einer diamagnetischen Polarität erwiesen wurde. Daselbst haben wir das Gesetz der diamagnetischen Polarität dahin ausgesprochen, dass ein diamagnetischer Körper auf der dem erregenden Nordpol zugewandten Seite nordmagnetische, auf der dem erregenden Südpol zugewandten südmagnetische Eigenschaften zeigt. Dem gegenüber würde das Gesetz der paramagnetischen Polarität so lauten, dass ein hierher gehöriger Körper auf der dem erregenden Nordpol zugewandten Seite südmagnetische, auf der dem erregenden Südpol zugewandten Seite nordmagnetische Eigenschaften zeige. So wenig wir aber dieses letztere Ergebniss als das Ziel wissenschaftlicher Forschung hinstellen durften, um so mehr wird es Bedürfniss, nach inneren Gründen zu suchen, aus denen sich nicht allein jenes Gesetz der diamagnetischen Wirkungsweise herleiten lässt, sondern die auch in Einklang stehen mit denjenigen, die zur Erklärung des Gesetzes für die paramagnetische Wirkungsweise sich Geltung verschafften. Nun sind wir gezwungen, den Sitz aller Kräfte in die kleinsten Massentheilchen zu verlegen, und so ist die Frage zu beantworten: welche Beschaffenheit hat diejenige in den kleinsten Theilchen unter Einfluss des Magnetismus oder eines galvanischen Stromes hervorgerufene Kraft, welche bewirkt, dass sich ein Körper diamagnetisch verhält? Da wir nun an diamagnetischen Körpern überall Abstossung beobachten, wo sich an paramagnetischen Körpern Anziehung zeigt, so liegt es sehr nahe, diesen Umstand auch auf die kleinsten Theilchen zu übertragen und anzunehmen, dass ein kleinstes diamagnetisches Theilchen gerade die entgegengesetzte Polarität annehme, welche ein kleinstes paramagnetisches Theilchen unter denselben Umständen annehmen würde. Ein diamagnetisches Element würde also im Magnetfeld dem Nordpol einen Nordpol, dem Südpol einen Südpol zuwenden. In die

AMPÈRE'sche Theorie übersetzt, würde das nichts anderes heissen als: im polaren Zustand haben bei paramagnetischen Körpern die Molekularströme dieselbe Richtung als die Ströme in der polarisirenden Ursache, wohingegen bei diamagnetischen Körpern diese Richtung die umgekehrte ist. Das giebt Veranlassung zu weiteren Hypothesen über die Möglichkeit solcher entgegengesetzter Polarität in den kleinsten Theilchen beider Körperklassen, und da empfiehlt sich die folgende Annahme als die einfachste. Die paramagnetische Polarität ist eine Eigenschaft gewisser Substanzen, der zufolge die kleinsten Theilchen von dauernden Molekularströmen umflossen werden, die im nicht polaren Zustand ungeordnet liegen und sich in ihrer Wirkung nach aussen gegenseitig aufheben, die sich aber unter Einfluss einer polarisirenden Ursache parallel zu einander und parallel zu den wirklichen oder hypothetischen Strömen dieser Ursache richten. Die nicht paramagnetischen Substanzen sind die diamagnetischen. Werden diese einer polarisirenden Ursache ausgesetzt, so geben sie Anlass zu Inductionsströmen, welche bei leitenden Substanzen wirklich über die ganze Oberfläche zu Stande kommen, bei Isolatoren dagegen wenigstens zu beginnen streben. In jedem Falle verzweigen sich aber diese Inductionsströme über die einzelnen Körpertheilchen und bewegen sich dort, unter der Voraussetzung einer absoluten Leitungsfähigkeit der kleinsten Theilchen, ungeschwächt, bis ein durch das Aufhören der polarisirenden Ursache veranlasster entgegengesetzter Impuls sie wieder vernichtet.

So bestechend diese Auffassung aber auch auf den ersten Blick sein mag, so führt sie doch in ihren Consequenzen zu theoretischen und experimentellen Schwierigkeiten, für welche eine Lösung nicht in Aussicht steht. Es wurde daher versucht, die Klasse der diamagnetischen Erscheinungen auf die (in §. 47) schon behandelte Theorie der paramagnetischen Erscheinungen zurückzuführen, mit Beibehaltung der Annahme, dass in paramagnetischen wie in diamagnetischen kleinsten Theilchen die Polarität dieselbe ist, also ein äusserer Nordpol einen Südpol, ein äusserer Südpol einen Nordpol sich zuwendet. Der Unterschied beider Wirkungsweisen ist nur in der Wechselwirkung der kleinsten Theilchen begründet, so dass wenn diese, für sehr naheliegende Theilchen, besonders stark ausfällt, der eisenmagnetische Zustand resultirt, während bei entfernteren Theilchen und schwächerer Wechselwirkung der wismuthmagnetische (diamagnetische), und bei sehr entfernten Theilchen und verschwindender Wechselwirkung der sauerstoffmagnetische Zustand hervortritt. Diese Annahmen werden gestützt durch einen Vergleich der GMELIN'schen Atomzahlen mit dem magnetischen Verhalten der Körper, indem wirklich den eisenmagnetischen Körpern die grösste, den wismuthmagnetischen eine mittlere und den sauerstoffmagnetischen Körpern die geringste Atomdichtigkeit zukommt. Eine Herleitung findet jene Theorie in einem näheren Eingehen auf das Verhalten des magnetischen Querschnittes, welches blos im Falle des sauerstoffmagnetischen Zustandes mit dem von AMPÈRE angenommenen wirklich übereinstimmt, im Uebrigen aber zu noch nicht abgeschlossenen Erörterungen Anlass giebt. Allgemeine Folgerungen jedoch, mit der axialen Molekularwirkung in Verbindung gesetzt, zeigen, dass im Magnetfeld ein länglicher eisenmagnetischer und ein beliebig gestalteter sauer-

stoffmagnetischer Körper in ihrer ganzen Masse von jedem Pole angezogen werden, während ein diamagnetischer Körper mit seiner ganzen Masse vor jedem erregenden Pole bis zu einem gewissen Abstand zurückweichen muss. Dass aber diese Herleitungen den ganzen Complex der diamagnetischen Erscheinungen schon umfassten, ist ebenso wenig der Fall als für die Theorien des Diamagnetismus, denen eine der paramagnetischen entgegengesetzte Polarität der kleinsten Theilchen zu Grunde liegt. Die folgenden Paragraphenanhänge werden die Schwierigkeiten näher darthun, welche sich einer umfassenden Theorie des Diamagnetismus entgegenstellen. Eine solche steht um so weniger in naher Aussicht, als in der Entwickelung der Gesetze des gewöhnlichen Magnetismus sich noch zu grosse Lücken zeigen, als dass dieselben bei einer darauf zu gründenden Theorie des Diamagnetismus übersehen werden könnten.

I. Faraday [1] stellte, geleitet durch die augenfällige Verschiedenheit der magnetischen Wirkung auf die Körper der paramagnetischen und der diamagnetischen Klasse, bei der ersten Veröffentlichung der hierher gehörigen Untersuchungen die Ansicht auf, dass der magnetische Vertheilungszustand in den Molekulen der diamagnetischen Körper dem in den Molekulen der paramagnetischen Körper entgegengesetzt sei. Wenn also von jeder Körperart ein Theilchen in das Magnetfeld gebracht würde, so würden beide magnetisch, und jedes stelle seine Axe parallel der durch sie gehenden magnetischen Resultante, doch geschähe das mit dem Unterschied, dass das paramagnetische Theilchen den Nord- und Südpol den entgegengesetzten Polen des erregenden Magneten, das diamagnetische Theilchen aber diese Pole den gleichnamigen Polen des erregenden Magneten zuwende. Daraus würde eine Näherung des einen und ein Zurückweichen des andern erfolgen. Nach Ampère's Theorie würde diese Annahme damit übereinkommen, dass, während im Eisen Ströme parallel mit denen des erregenden Magneten oder des galvanischen Apparates hervorgerufen würden, im Wismuth Ströme von entgegengesetzter Richtung aufträten. Hinsichtlich nichtleitender paramagnetischer oder diamagnetischer Substanzen würde keine Schwierigkeit entspringen, weil die hypothetischen Ströme nicht in der Masse, sondern rings um die Theilchen der Substanz angenommen werden.

Später glaubte jedoch Faraday die Ueberzeugung von einer paramagnetischen und diamagnetischen Polarität im gewöhnlichen Sinne aufgeben zu müssen, und substituirt daher die im vorigen Paragraphen N. III behandelte Theorie einer Leitungspolarität.

Der letzteren kommt eine von Hankel [2] aufgestellte Ansicht am nächsten. Nach ihm wird von den diamagnetischen Substanzen ein Antheil der Magnetkraft absorbirt, wenn sie von derselben durchdrungen werden, gerade so wie von diathermanen und diaphanen Substanzen ein Antheil der strahlenden Wärme oder des Lichtes absorbirt wird, wenn sie diesen Agentien ausgesetzt sind. Dem zwischen die Magnetkraftlinien eingeschalteten Körper wird sonach der durch den Widerstand verursachte Kraftverlust übertragen, und mit diesem geräth er in Bewegung. Indem die ihm übertragene Kraft von den magnetischen Centren abwärts gerichtet ist, bewegt sich also der diamagnetische Körper gleichsam wie vor einem aus einer Düse hervorgehenden Luftstrom von Stellen stärkerer zu Stellen schwächerer Kraft. Die gewöhnlichen diamagnetischen Erscheinungen lassen sich leicht dieser Auffassung anreihen. Die Wirkung auf die Krystallaxen und die Drehung der Polarisationsebene bedarf aber noch der weiteren Annahme, dass jener Widerstand je nach der Substanz oder der Richtung innerhalb der Krystalle modificirt werde, wie das eine

Analogie in demjenigen Widerstand findet, der der Aetherbewegung in der Licht- und Wärmeverbreitung entgegengesetzt wird. Die Magnetkraftlinien sind dann als eine in gewisser Richtung fortschreitende Molekularbewegung zu denken, welche zunächst in den die Atome des Eisens umgebenden Aetheratmosphären in Form der AMPÈRE'schen Ströme von Statten geht und an welcher sodann die Atome selbst Antheil nehmen. Diese Bewegung pflanze sich über die Pole des Magneten hinaus ebenfalls in rotirender Bewegung fort. Sie unterscheide sich somit von der Bewegung des Lichtes und der strahlenden Wärme, indem an dieser blos die Aetheratmosphären, nicht die materiellen Atome selbst Antheil nehmen.

II. In §. 44, N. I, S. 595, wurden Versuche von WEBER [3] mitgetheilt, welche einen directen Nachweis der diamagnetischen Polarität lieferten und in den Zusätzen zu §. 44 auf S. 604 wurde der Versuche gedacht, welche einen Nachweis der diamagnetischen Induction zum Zweck hatten. Wie daselbst ausgeführt wurde, hatte FARADAY [4] WEBER's Versuche wiederholt, und war namentlich in Betreff der letzteren zu dem Schlusse gekommen, dass die durch Bewegung des Wismuth in der Nachbarschaft eines Magneten hervorgebrachten Inductionsströme nicht sowohl einen Beweis für diamagnetische Induction abgeben, sondern vielmehr tertiäre Ströme seien, welche erregt werden durch die auf der Oberfläche des Wismuthstabes in Umlauf gesetzten secundären Ströme.

Zu gleichen Folgerungen führte eine Versuchsreihe, welche VERDET [5] bezüglich der diamagnetischen Induction anstellte. Er bediente sich nach PAGE's [6] und BREGUET's [7] Vorgang eines Apparates von folgender Construction. Die zu prüfenden Körper wurden in Form länglicher Platten oder in Form von Pulvern zwischen zwei Holzplatten an einer horizontalen Welle befestigt, so dass sie in verticaler Ebene mit messbarer Geschwindigkeit in Rotation versetzt werden konnten. Ein stählerner Hufeisenmagnet wurde ihnen in horizontaler Ebene entgegengehalten, und somit war der Apparat ganz gestaltet wie ein SAXTON'scher Rotationsapparat, dessen Anker die rotirende Platte vertrat. Ausserdem war der Magnet über beide Schenkel mit starken Inductionsrollen umwunden, die ihren Strom an ein empfindliches Galvanometer abgaben. Ferner konnten auf die Welle Commutatoren aufgesteckt werden, welche die Verbindung zwischen den Inductionsspuhlen und dem Galvanometer vermittelten, und die nach Art des von LENZ angegebenen (vergl. §. 40, N. XIII, S. 532) eingerichtet waren, so dass nur diejenigen Ströme zu Stande kamen, welche während der Drehung von 20^0 oder 35^0 auf irgend einer Stelle der Bahn vom rotirenden Körper inducirt wurden. Dann konnte auch statt des Magneten eine starke elektrodynamische Spirale eingesetzt werden. Wenn nun die Rotationsversuche mit einer Platte von Eisen oder sonst einem paramagnetischen Körper angestellt wurden, so bewirkten dieselben bei der Annäherung an den Magneten oder die Spirale eine Verstärkung der Magnetkraft, bei der Entfernung eine Schwächung. Dem entsprechend müsste aber in den beiden Spiralen im ersten Fall ein Strom von entgegengesetzter, im andern ein Strom von gleicher Richtung erzeugt werden, als der ist, der den AMPÈRE'schen Strömen des Magneten oder den galvanischen der Spirale zugehört. Dieses Verhalten wurde in Wahrheit beobachtet, nur mit dem Unterschied, dass die Aenderung des Vorzeichens der Ströme wegen der bekannten Trägheit bei Annahme und Abgabe des Magnetismus (vergl. S. 514) immer etwas später eintrat, als es die grössten oder kleinsten Abstände von Platte und Polen verlangten. Wenn nun statt der paramagnetischen Körper solche von diamagnetischer Beschaffenheit der Rotation unterworfen wurden, so sollte man erwarten, dass in den beiden Quadranten, in welchen sie sich den Magnetpolen annäherten, Ströme von gleicher, in den Quadranten, in denen sie sich von den Magnetpolen entfernten, Ströme von entgegengesetzter Richtung der

erregenden AMPÈRE'schen Ströme hätten inducirt werden müssen; doch waren die Beobachtungen nicht mit der Annahme einer diamagnetischen Induction zu vereinbaren. Vielmehr liessen sich die Erscheinungen davon herleiten, dass der feste Magnet im bewegten Körper Ströme inducirt, welche ihrerseits wieder Inductionsströme in den Spiralen veranlassen, und dass diese Inductionsströme einer merklichen Zeit zu ihrer Entwickelung und ihrem Verlauf bedürfen.

Nach diesen Entgegnungen nahm WEBER [8] seine Untersuchungen wieder auf und erweiterte sie zu der folgenden Theorie. Zur näheren Begründung werden zwei Versuchsreihen vorausgeschickt. Die eine hat zum Zweck, nachzuweisen, dass ein Wismuthstab in einer elektromagnetischen Spirale entgegengesetzte Pole bekommt als ein in gleicher Weise behandelter Eisenstab, und in der andern werden durch einen so gewonnenen Elektrodiamagneten Inductionsströme dargestellt, welche die entgegengesetzte Richtung haben als die durch einen Eisenstab dargestellte.

Der zur elektromagnetischen Behandlung des Wismuth dienende Apparat ist in *Fig. 403* in 0,4 der natürlichen Grösse dargestellt. Zwei Spiralen a und α von 190^{mm} Länge, 17^{mm} innerem Durchmesser und von 4 Lagen zu 146 Windungen übersponnenen Kupferdrathes gebildet, standen in geringem Abstand senkrecht nebeneinander. In denselben hingen von einem horizontalen Balken c herab zwei Wismuthcylinder d und δ von 92^{mm} Länge, 16^{mm} Dicke und $343\,500^{mgr}$ Gewicht. Die Anordnung war so getroffen, dass durch Heben und Senken des Balkens c vermittelst einer in seiner Mitte befestigten Schnur entweder die unteren oder die oberen Enden der Wismuthcylinder sich gerade in der Mitte der Spiralen befanden. Endlich war ein mit starkem Dämpfer umgebenes und mit Spiegel versehenes Magnetometer so aufgehangen, dass einer seiner Pole sich gerade in der Mitte desjenigen Parallelogramms befand, dessen Ecken in den vier Polen der Spiralen liegen. Der Stand des Magnetometers konnte in gewöhnlicher Weise mit Fernrohr und Skale abgelesen werden. Wurde nun der Strom von etwa 6 GROVE'schen Elementen durch die beiden Spiralen geführt, und standen ihre gleichnamigen Pole einander diagonal gegenüber, so konnte leicht eine Stellung des Magneten gefunden werden, bei der er keine Ablenkung durch die elektrodynamische Wirkung derselben erfuhr. Wurden dann die Wismuthcylinder in die Spiralen eingeführt, und befanden sich entweder gleichzeitig ihre beiden untern oder gleichzeitig ihre beiden obern Enden in der Horizontalebene des Magneten, so wirkten sie ablenkend auf denselben ein und zwar wirkten beide in einer der genannten Lagen in demselben Sinn, brachten aber in der obern Lage die entgegengesetzte Ablenkung hervor als in der untern. Um die Wirkung der Cylinder noch augenfälliger zu machen, wurden sie im Takte der Nadelschwingungen

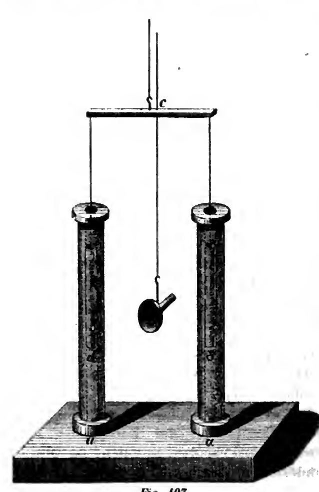


Fig. 403.

gehoben und gesenkt, bis der Ausschlag den grösstmöglichen durch die Dämpfung zulässigen Werth erhielt.

Aus den beobachteten Nadelständen am Anfang und am Ende jeder Schwingung und aus dem bekannten von der Dämpfung abhängigen logarithmischen Decrement wurde der Ruhestand der Nadel und der Schwingungsbogen derselben berechnet, und daraus liess sich das diamagnetische Moment finden.

Ganz ähnliche Versuche, jedoch ohne Multiplication, wurden mit einem einfachen Eisenstäbchen von der Länge der Wismuthcylinder, aber von nur 5,8 Milligramm Gewicht, angestellt, indem dessen Ablenkung am Magnetometer für die obere und untere Lage in einer der Spiralen beobachtet und daraus sein Moment berechnet wurde.

Es zeigte sich, dass in gleichen Lagen die Wismuthcylinder stets die entgegengesetzten Ablenkungen am Magnetometer hervorbrachten als das Eisenstäbchen. Das Moment des Magnetismus des Eisenstäbchens verhielt sich zum Moment des Diamagnetismus der beiden Wismuthstäbe wie

$$+ 128{,}4 : - 5{,}93 = + 21{,}65 : - 1.$$

Auf gleiche Massen reducirt, ergab sich der Diamagnetismus des Wismuth 1 285 000 mal, nach einer andern Versuchsreihe 1 470 000 mal kleiner als der Magnetismus des Eisens. —

Diese Ergebnisse veranlassten eine Wiederaufnahme und Erweiterung der älteren, von FARADAY nicht bestätigt gefundenen Versuche, das unter Einfluss magnetischer Scheidungskräfte stehende Wismuth zur Erzeugung von Inductionsströmen zu benutzen. Die Anordnung des hierzu gebrauchten Apparates ist aus *Fig. 404* ersichtlich. Ein Wismuthstab *w* von 186^{mm} Länge, 16^{mm} Durchmesser

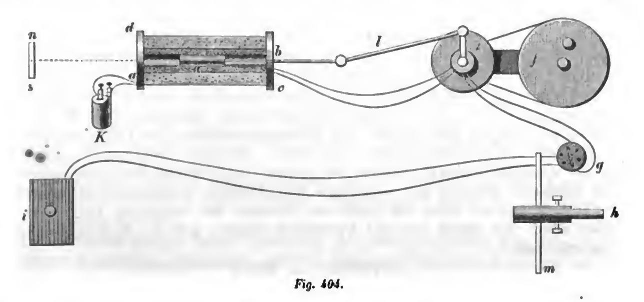


Fig. 404.

und 339 300^{mgr} Gewicht konnte in der Inductionsspirale *ab* vermittelst eines Rotationsapparates *f*, der auf einen Krummzapfen *z* und eine Leitstange *l* wirkte, rasch hin- und herbewegt werden. Die Inductionsspirale *ab* war von der magnetisirenden Spirale *cd* umgeben. Diese wurde von einem aus 8 BUNSEN'schen Elementen bestehenden Rheomotor *k* erregt, und ihr galvanischer Effect konnte durch ein in ihrer Verlängerung befindliches Magnetometer gemessen werden. Der Wismuthstab inducirte bei entgegengesetzten Phasen seiner Bewegung entgegengesetzte Ströme. Um denselben stets gleiche Richtung zu geben, war der Träger des Krummzapfens mit einem geeigneten Commutator versehen. Der von diesem kommende Strom wurde zu einem vom Beobachter stellbaren zweiten Commutator *g*

geführt und gelangte dann zu einem Multiplicator *i* von sehr vielen Windungen, in welchem ein mit starkem Dämpfer und mit einem Spiegel versehener Magnetstab schwebte, dessen Ablenkung mittelst eines Fernrohres *h* an der Skale *m* abgelesen werden konnte. Die magnetisirende Spirale war 383^{mm} lang, hatte $23{,}9^{mm}$ innern und 70^{mm} äussern Durchmesser und bestand aus 8 Lagen von $2{,}3^{mm}$ dickem Kupferdrath. Die Inductionsspirale *ab* bestand aus zwei der Länge nach symmetrischen und symmetrisch gewundenen Hälften, welche aus 1^{mm} dickem Kupferdrath in 3 Lagen übereinander und bei 19^{mm} innerem und 23^{mm} äusserem Durchmesser zu einer Gesammtlänge von 383^{mm} aufgewunden waren. Die Einrichtung, dass die Inductionsspirale aus zwei genau gleichen entgegengesetzt gewundenen Theilen bestand, war um desswillen gewählt worden, weil nur auf diese Weise die inducirende Wirkung etwaiger Stromschwankungen in der primären Spirale vermieden werden konnte. Darum wurden beide Theile solange abgeglichen, bis ein Auftreten oder Verschwinden des primären Stromes keine Ablenkung des Magnetometers *i* bewirkte. Ausserdem unterstützen sich beide Theile in Bezug auf die inducirende Wirkung des bewegten Wismuthstabes, indem dieser in beiden einen Strom von gleicher Richtung inducirt, wenn er sich dem Schwerpunkt der einen annähert und wenn er sich gleichzeitig den Versuchsbedingungen gemäss von dem Schwerpunkt der andern entfernt. Bei der Rückkehr würde dann die Stromesrichtung in beiden Theilen die entgegengesetzte sein, wenn nicht durch den Commutator *z* die gleiche Stromesrichtung wiederhergestellt würde.

Die Beobachtungsmethode ergiebt sich hiernach leicht. Das Rad *f* wurde nach einer Uhr in regelmässige Drehung versetzt, wobei der Wismuthstab in jeder Sekunde seine Bahn 10,58 mal durchlief. Der daraus hervorgehende und in stets gleicher Richtung beim Commutator *e* ankommende Inductionsstrom wurde durch diesen vom Beobachter im Takte der Galvanometerschwingungen umgelegt, bis die Nadel das Maximum der von der Dämpfung abhängigen Ausschläge erhielt. Dann wurden durch Uebergehen eines Commutatorwechsels die Ausschläge verkleinert und bis zum entgegengesetzten Maximum getrieben und dieser Process mehre Male wiederholt. Schliesslich wurde ein Eisenstäbchen von 791 Milligramm Gewicht bei gleicher Länge des Wismuthstabes statt dessen substituirt und der dadurch inducirte Strom gemessen. Aus den Beobachtungen und dem bekannten Maasse der Dämpfung wurden die Grenzwerthe der Schwingungsbögen der Galvanometernadel unter Einfluss der Inductionsströme berechnet. Zunächst zeigte sich, dass die durch das Wismuth inducirten Ströme die gleiche Richtung mit dem magnetisirenden Strome besitzen, während die vom Eisen herrührenden entgegengesetzt gerichtet sind. Erstere werden daher mit positivem, letztere mit negativem Vorzeichen zu versehen sein. Als Mittel aus drei Versuchen ergaben sich die Verhältnisse jener Grenzwerthe wie

$$+ 16{,}956 : - 83{,}49.$$

Die Intensitäten der ursächlichen Inductionsströme sind diesen Werthen direct und der Zahl der Inductionsstösse während einer Schwingung, für welche sie gelten, umgekehrt proportional. Mit Rücksicht hierauf verhielt sich der vom 339 300 Milligramm schweren Wismuthstab inducirte Strom zu dem vom 790,86 Milligramm schweren Eisenstab wie

$$+ 16{,}956 : - 83{,}49 \cdot 216{,}2 = + 1 : - 1064{,}5.$$

Aus der obigen Vergleichung der magnetischen, und aus dieser der magnetelektrischen Wirkung des Wismuth mit der des Eisens fand Weber folgende Verhältnisse:

$$\text{die magnetische Wirkung} \; \frac{\text{des Elektrodiamagneten}}{\text{des Elektromagneten}} = \frac{1}{1\,470\,000}$$

$$\text{die magnetelektrische Wirkung} \; \frac{\text{des Elektrodiamagneten}}{\text{des Elektromagneten}} = \frac{1}{456\,700}.$$

Diese beiden Verhältnisse müssten einander gleich sein, differiren aber um mehr als 200 Procent. In Erwägung der Versuchsbedingungen ermittelte jedoch Weber, dass jener Unterschied in Wahrheit nur 18 Procent betrüge. Die magnetische Scheidungskraft der vom galvanischen Strom durchflossenen Spirale war nämlich im letzten Falle weit stärker als im ersten. Im ersteren war sie aber schon stark genug, um das dabei angewandte Eisenstäbchen bis zur Sättigung (vergl. §. 17, S. 127) zu magnetisiren. Sonach wird das magnetische Moment des im zweiten Falle angewandten Eisenkernes nicht grösser gewesen sein, als wenn derselbe auch im ersten Falle zur Verwendung gekommen wäre. Dahingegen ist das diamagnetische Moment des Wismuthstabes proportional zur Scheidungskraft gewachsen. Somit ist das zweite der oben angeführten Verhältnisse in Wahrheit ein weit grösseres. Konnte nun auch keine absolute Gleichheit nachgewiesen werden, so war doch eine Annäherung beider Verhältnisse bis auf 18 Procent gegenüber den schwierigen Versuchsbedingungen als ein grosser Gewinn zu betrachten.

Aus dem Umstande, dass einer gleichen magnetischen Scheidungskraft in beiden Fällen eine entgegengesetzte ideale magnetische Vertheilung im Wismuth und im Eisen entsprach, schloss Weber, dass demgemäss auch entgegengesetzte innere Vorgänge den diamagnetischen Zustand von dem paramagnetischen unterscheiden. Die überhaupt bis jetzt aufgestellten Hypothesen über die innern Ursachen der magnetischen Erscheinungen sind nun folgende:

1. Es sind zwei magnetische Fluida in den Moleculen der Körper vorhanden, welche mehr oder weniger unabhängig von ihrem ponderabeln Träger beweglich sind.
2. Diese Fluida sind nur mit ihrem Träger beweglich (drehbare Molecularmagnete).
3. Die Molecule der Körper werden von beharrlichen elektrischen Strömen auch im unmagnetischen Zustand umflossen; der magnetische Zustand wird dadurch hervorgerufen, dass die magnetisirenden Ursachen diese Ströme in eine gewisse Richtung bringen.
4. Die Molecule sind im unmagnetischen Zustand nicht von elektrischen Strömen umflossen, sondern diese letzteren werden erst durch die magnetisirenden Ursachen erzeugt.

Weber entscheidet sich behufs Erklärung der diamagnetischen Erscheinungen für die vierte Hypothese. Demgemäss würden alle magnetisirenden Ursachen bei ihrem Auftreten nicht allein Inductionsströme in benachbarten Körpern erregen, welche sich durch die ganze Masse derselben bewegen und infolge des durch diese dargebotenen Widerstandes bald wieder ihre Endschaft erreichen; sondern es würden ausserdem auch Molecularströme inducirt, denen kein Widerstand entgegenstünde, und die sonach so lange in Bewegung verblieben, bis sie durch eine gleiche und entgegengesetzte Ursache vernichtet würden. Käme also ein diamagnetischer Körper in den Bereich eines Magneten oder eines Spiralstromes, so würden in ihm dauernde Molecularströme inducirt von entgegengesetzter Richtung der ursächlichen magnetisirenden Ströme. Würde der Körper wieder aus dem Bereich jener Agentien entfernt, so würden Molecularströme von gleicher Richtung der ursächlichen inducirt, und da letztere die gleiche Intensität der ersteren haben müssen, so heben sie die ersteren auf.

Vom paramagnetischen Zustand unterschiede sich nun der diamagnetische dadurch, dass ersterer, Ampère's Theorie zufolge, durch drehbare Molecularmagnete nach der dritten Hypothese hervorgebracht würde.

Durch die Entdeckung des Diamagnetismus findet Weber auch die Frage entschieden, ob man magnetische Flüssigkeiten oder ob man elektrische Ströme in den Moleculen anzunehmen habe, um die magnetischen Erscheinungen zu erklären. Die erstere Annahme bedinge nämlich eine stets gleiche Lage der Pole für gleichgerichtete Scheidungskräfte, die letztere dagegen gebe von der Entstehung zweier Klassen von Magneten mit entgegengesetzter Lage der Pole bei gleichgerichteten Scheidungskräften Rechenschaft. Die letztere Annahme sei somit massgebend, weil nicht sie, wohl aber die erstere mit der Thatsache in Widerspruch stehe, dass sowohl Magnete als Diamagnete unter Einfluss derselben Scheidungskraft entstehen.

III. Weber's Versuche lassen die Frage offen, ob nicht die beobachteten Wirkungen der Wismuthstäbe herrühren von Inductionsströmen, die in ihnen entstehen, wenn sie im Hohlraum einer galvanischen Spirale hin und her bewegt werden. Bei der ersten Versuchsreihe würden dann die in den Wismuthstäben verlaufenden Inductionsströme direct auf das zwischen ihnen hängende Magnetometer wirken, und in der zweiten würden sie tertiäre Ströme in den umgebenden Spiralen hervorrufen, die sich durch den Multiplicator ausgleichen. Sollen aber in dem bewegten Metallcylinder Inductionsströme entstehen, so muss die inducirende Kraft für die verschiedenen Stellen im Innern der primären Spirale eine verschiedene sein, und somit wird es Bedingung, die Grösse dieser Kraft nach Weber's [8] Vorgang zu berechnen.

Nach den Erörterungen in §. 40, N. III, ist die inducirende Kraft der elektrodynamischen proportional. Ein Kreisstrom vom Halbmesser r und der Stärke i wirkt sonach auf ein von seinem Mittelpunkt um die Grösse x entferntes und in seiner Axe liegendes inducirbares Theilchen mit einer Kraft $i\dfrac{2\pi r^2}{(r^2+x^2)^{\frac{3}{2}}}$ [vergl. S. 52, Gleichung 2)]. Soll nun dieses Theilchen in der Mitte einer cylindrischen Spirale von der Länge $2a$ liegen, und befinden sich n Windungen auf der Spirale, so ist

$$2\pi r^2 i \cdot \frac{n}{2a}\int_{-a}^{+a}\frac{dx}{(r^2+x^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{2\pi i n}{\sqrt{r^2+a^2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

der Ausdruck für die inducirende Kraft. Hat dagegen das Theilchen einen Abstand $= b$ von der Mitte der Spirale, so ist das Integral zwischen den Grenzen $a - b$ und $-(a+b)$ zu nehmen und man erhält

$$\frac{2\pi i n}{2a}\left[\frac{a-b}{\sqrt{r^2+(a-b)^2}}+\frac{a+b}{\sqrt{r^2+(a+b)^2}}\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

was durch Entwickelung und Vernachlässigung der höhern Potenzen von r^2 übergeht in

$$\frac{2\pi i n}{a}\left[1-\frac{r^2}{2}\frac{a^2+b^2}{(a^2-b^2)^2}+\ldots\right].$$

Nun ist $\dfrac{\sqrt{a^2+r^2}}{a} = 1+\dfrac{1}{2}\dfrac{r^2}{a^2}+\ldots$ und sonach kann man auch schreiben

$$\frac{2\pi i n}{\sqrt{r^2+a^2}}\left[1-\frac{r^2 b^2}{2}\frac{3a^2-b^2}{a^2(a^2-b^2)^2}+\ldots\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

Diese Formel zeigt im Vergleich mit der Formel 1), dass die inducirende Kraft der Spirale in einem Abstand b von ihrer Mitte kleiner ist als in der Mitte selbst, und zwar nach Maassgabe des rechts von dem Minuszeichen stehenden Antheils. Soll diese Verminderung nicht grösser ausfallen als ein kleiner Bruch m von dem in der Mitte statthabenden Maximum der inducirenden Kraft, so ergiebt sich aus der Gleichung

$$m = \frac{r^2 b^2}{2} \frac{5a^2 - b^2}{a^2 (a^2 - b^2)^2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 4)$$

die Grösse von b, welche von der inducirbaren Masse nicht überschritten werden darf, widrigenfalls merklichere Inductionsströme in derselben auftreten.

Um nun zu ermitteln, welchen Werth m erlangt, wenn eben merkliche Inductionsströme beobachtet werden, stellte ich folgenden Versuch an. Es wurde eine cylindrische Spirale von drei Lagen starken Kupferdrathes angefertigt, welche 40 Centimeter in Länge und $2\frac{1}{2}$ Centimeter im kleinsten Durchmesser besass. In dieser wurde eine aus sehr dünnem Drath bestehende und um einen dünnen Glasstab gewundene Spirale von etwa den äussern Abmessungen der WEBER'schen Wismuthcylinder in dem Versuch der *Fig. 403* auf S. 780, und zwar $9\frac{1}{4}$ cm lang und 16 mm dick, auf- und abbewegt. Die Enden der letzteren Spirale waren mit einem sehr empfindlichen, mit Spiegelablesung versehenen Multiplicator verbunden, und die der ersteren schlossen eine Säule von vier kleinen Platinzinkelementen. Bei kleineren Amplituden waren nun die in der inneren Spirale entstehenden Inductionsströme unmerklich, wurden sie aber mit ihrer Mitte um 12 cm über die Mitte der inducirenden Spirale hinausbewegt, so bewirkten die entstandenen Inductionsströme Ausschläge der Galvanometernadel von mehren Theilstrichen. Hier ist also

$$a = 20; \quad b = 12; \quad r = 1\tfrac{1}{4}$$

und setzt man diese Werthe in die Gleichung 4), so wird

$$m = 0{,}0045.$$

Bei einer Aenderung der inducirenden Kraft um etwa $4\frac{1}{2}$ Promille waren somit unter den gewählten Versuchsbedingungen die entstehenden Inductionsströme noch sehr wohl wahrnehmbar.

In WEBER's erster Versuchsreihe — auf S. 780 — war ferner

$$a = 95^{mm}; \quad b = 46^{mm}; \quad r = 8^{mm},5,$$

welche Werthe in Gleichung 4) eingesetzt

$$m = 0{,}0042$$

geben. Da nun in beiden Versuchen die Werthe von m nicht sehr von einander abweichen, im letzten aber wegen grösserer Anzahl von galvanischen Elementen und Spiralwindungen die inducirende Kraft eine grössere war als im ersteren; so war der Schluss erlaubt, dass die Ergebnisse der WEBER'schen Versuche von einer Inductionswirkung und nicht einer diamagnetischen Wirkung des bewegten Wismuth herrühren könnten.

Ich modificirte daher diese Versuche in folgender Weise [9] nach einer ebenfalls von WEBER [8] angegebenen Methode. Eine 520 mm lange und aus 4 Schichten starken Kupferdrathes bestehende Spirale NS in *Fig. 405* (S. 786) wurde in verticaler Lage befestigt. In ihrer Mitte wurde sie von den Schenkeln eines Hufeisenmagneten ns umfasst, ohne von ihnen berührt zu werden. Der Magnet stand mit

einem Spiegel p in fester Verbindung und hing an einem langen ungedrehten Coconfaden. Die Stellung des Magneten wurde durch eine entfernte Skale gk, deren grössere Zahlen bei g sich befanden, mittelst eines über letzterer stehenden Fernrohres beobachtet, und war so abgeglichen, dass sie sich nicht änderte, wenn durch die Spirale ein starker Strom (von 6 Platinzinkelementen) ging. In dem Hohlraum der Spirale von 37^{mm} Durchmesser konnte ein Wismuthcylinder von 248^{mm} Länge und 20^{mm} Durchmesser mittelst einer Schnur auf- und abbewegt werden, die über eine an der Zimmerdecke befindliche Rolle zum Ort des Beobachters am Fernrohr führte, und zwar befand sich beim Heben das untere, beim Senken das obere Stabende gerade zwischen den Schenkeln des Hufeisenmagneten. Geschah nun das Heben und Senken in demselben Takt, in welchem der Magnet seine Schwingungen vollführte, so konnten diese willkürlich vergrössert oder verkleinert werden, und es zeigte sich, dass das in Uebereinstimmung mit Weber's Versuchen in einer Weise geschah, als ob dem Nordende der thätigen Spirale ein Südende des Stabes, dem Südende der Spirale ein Nordende des Stabes zugekehrt wäre. Um aber zu untersuchen, ob das von einer Polarität des Wismuth herrühre, die der eines an seiner Stelle befindlichen Eisenstabes entgegengesetzt sei, oder ob es herrühre von Inductionsströmen, die in dem unter Einfluss des galvanischen Stromes bewegten Metall hervorgerufen werden, wurde der Wismuthcylinder nicht nach jeder Einzelschwingung des Magneten gehoben oder gesenkt, sondern erst nach Verlauf von 20 Einzelschwingungen, während für jede der grösste Ausschlag notirt wurde. Wenn man nun das Mittel aus allen 20 Zahlen nahm, und dieses als den mittlern Stand des Magneten ansah, so stimmte das mit der Annahme einer diamagnetischen Polarität bei 6 Versuchsreihen mit gehobenem und 6 dazwischen angestellten mit gesenktem Wismuthstab. Setzte man aber voraus, dass Inductionsströme mit im Spiel seien, und dass diese trotz ihrer von Faraday [4] und Verdet [5] nachgewiesenen merklichen Dauer während der ersten 10 Schwingungen nach dem Heben oder Senken des Stabes sicher verlaufen seien, und wurde infolge dessen blos das Mittel aus jeden 10 letzten Zahlen als mittlerer Stand des Magneten angesehen, so deuteten blos noch drei jener Versuchsreihen auf eine diamagnetische, die drei andern dagegen auf eine paramagnetische Polarität des Wismuthstabes innerhalb der Spirale. — War ferner statt des Wismuthstabes eine gleichlange, aber dickere Stange von weissem Wachs substituirt worden, so konnte weder für die Mittel aus den 20 Zahlen, noch für die aus den 10 Zahlen irgend eine Regelmässigkeit gefunden werden. Im Wachs als einem Nichtleiter können keine Inductionsströme zu Stande kommen.

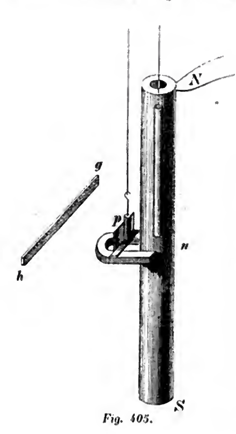


Fig. 405.

Zu einer andern Versuchsreihe wurde ein Apparat nach Art der *Fig. 406* zusammengestellt. Zwei starke, aber verhältnissmässig kurze, jedoch einander gleiche Spiralen NS und N_1S_1 standen nebeneinander in gleicher Höhe und zeigten beide die gleichnamigen Pole nach oben oder nach unten. Die eine NS war mit einer längern Röhre ausgefüttert, welche als Führung des schon im vorigen Versuch gebrauchten Wismuthstabes diente, und dieser konnte durch eine Schnur, die über eine an der Stubendecke angeschraubte Rolle führte, bis zur Mitte in die Spi-

rale gehoben, oder aber so weit gesenkt werden, dass er sich ganz ausser dem Bereich der Rolle befand. Zwischen beiden Spiralen hing ein astatisches Magnetnadelsystem $N_2 S_2$ und $N_3 S_3$, dessen Nadeln sich bezüglich im obern oder untern Niveau der äussersten Spirallewindungen befanden. Mit diesem astatischen System war ein schwerer Spiegel P verbunden, der zur Ablesung der Nadelstände mittelst Skale und Fernrohr diente. Durch beide Spiralen wurde ein starker Strom geführt, dann wurde der Wismuthstab in die obere Lage gebracht und für diese 20 äusserste Nadelstände notirt. Hierauf kam der Wismuthstab in die unterste Lage und es wurden abermals 20 Ablesungen der extremen Nadelstände verzeichnet. Dieses geschah nach einander für 5 obere und die zugehörigen 4 untern Lagen des Stabes. Es betrug nun das Mittel in Skalentheilen

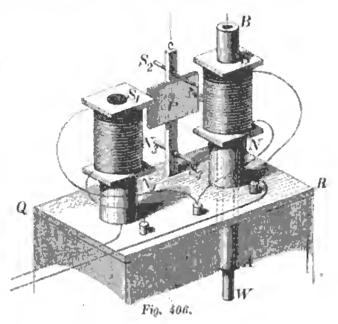


Fig. 406.

aus allen 20 Ablesungen für die 5 obern Lagen des Stabes	373,689
aus blos den jedesmaligen letzten 10 Ablesungen für diese 5 obern Lagen des Stabes	372,59
aus allen 20 Ablesungen für die 4 untern Lagen des Stabes	381,89
aus blos den jedesmaligen letzten 10 Ablesungen für diese 4 untern Lagen des Stabes	382,38.

War die magnetische und galvanische Vertheilung die aus der Figur durch die Bezeichnung von N und S ersichtliche, so geht aus diesen Zahlen hervor, dass, da die höhern Skalentheile auf der Seite der Spirale $N_1 S_1$ lagen, sich die vorderen Magnetpole N_2 und S_2 der Spirale NS stärker zuwandten, wenn sie mit dem Wismuthstab erfüllt, als wenn sie leer war. Der Wismuthstab verhielt sich also qualitativ wie ein Eisenstab. In der ersten Zahl sind die Ablenkungen durch die Inductionsströme mit enthalten, welche im Stab durch das Eintreten in die Spirale entstehen, die zweite Zahl enthält dagegen diese Wirkungen sicher nicht mehr; daher ist die zweite Zahl kleiner als die erstere. Verlässt dagegen der Metallstab die Spirale, so werden Ströme von gleicher Richtung der in der Spirale umlaufenden inducirt, es hat somit den Anschein, als ob die Spirale stärker wäre. Die dritte Zahl ist somit grösser als die vierte, indem diese, nicht aber jene von diesen Einflüssen befreit ist. —

Die Versuche wurden durch v. Quintus Icilius und durch Tyndall wiederholt. Beide kamen zu entgegengesetzten Ergebnissen, indem sie die Versuche Weber's bestätigten und erweiterten. Der erstere [10] bediente sich eines Apparates von etwa der Beschaffenheit des in *Fig. 405* auf S. 786 dargestellten. Es betrug die Länge des Wismuthstabes 195^{mm}, die Länge der Spirale 663^{mm}, der innere Durchmesser der letzteren 20^{mm} und der äussere Durchmesser derselben $22^{mm},25$. Der Wismuthstab blieb sonach während seiner Bewegung noch gegen $^1/_5$ der Spiralenlänge von deren Enden entfernt, und verblieb somit stets in Regionen, deren inducirende Kraft sich um nicht mehr als $^1/_{2000}$ änderte. Um ein Maass für die Wirkung der Voltainduction im Wismuthstab zu gewinnen, wurde die Richtung des Spiralstromes umgekehrt, während sich der Wismuthstab in einer der extremen Lagen befand. Es entstand jedoch dabei nur eine geringe Ablenkung des Magneten. Die Beobachtungen selbst wurden im Wesentlichen wie die Weber'schen angestellt,

nur mit dem Unterschied, dass der Wismuthstab in seinen beiden Lagen während einer grössern Anzahl von Schwingungen des Magneten verblieb, aus deren Elongationen dann die Ruhelage der letzteren berechnet wurde. Die Versuche bestätigten die WEBER'schen, indem aus allen eine dem Eisen entgegengesetzte Polarisirung des Wismuthstabes hervorging.

Die Versuche wurden mit einem Kupferstab statt des Wismuths wiederholt. Bei einer Umstellung desselben im Takte der Schwingungsdauer des Magnetometers zeigten sich kleine Ablenkungen, doch wurden dieselben als von einer Inductionswirkung des Magneten auf das Kupfer herrührend erkannt. Auch ein Wismuthstab, der in seiner Mitte durch einen stärkeren galvanischen Effect erregt wurde als an seinen Enden, zeigte eine dem Eisen entgegengesetzte Polarität.

TYNDALL [12] bediente sich eines nach WEBER's Angabe in folgender (*Fig. 407* und *408*) Weise construirten Apparates. Auf einem an der Wand zu befestigenden und vorn mit einem Deckel versehenen Rahmen waren in verticaler Richtung und parallel zueinander zwei Kupferdrath-Spiralen eh und $e'h'$ der *Fig. 407* von 19 engl. Zoll Länge, 0,8 Zoll innerem und 1,3 Zoll äusserem Durchmesser befestigt. Dieselben waren auf Messinghülsen gewunden, welche letztere über die Spiralen bis gg' hervorragten und als Träger einer Aufhängevorrichtung für das mit einem Dämpfer umgebene Magnetometer ns dienten. Ueber und unter den Spiralen befanden sich zwei Rollen W und W_1, über denen eine Schnur gerade in den Axen der Spiralen lief. An der Schnur wurden die zu prüfenden Körper, z. B. zwei Wismuthcylinder ab und $a'b'$ befestigt, und konnten durch Drehung der Rollen entweder so eingestellt werden, dass ihre beiden Mitten in der Ebene des Magnetometers lagen, oder so, dass ihre Enden a und b', oder dass die andern Enden a' und b gleichzeitig in dieser Ebene sich befanden, den Spiralen wurde durch die mit + und — bezeichneten Dräthe ein Strom zugeführt, der sich in beiden Gewinden im entgegengesetzten Sinne bewegte, so dass die Enden a und b' und die Enden a' und b der zu prüfenden Körper dieselbe Polarität erhielten, um stets in gleichem Sinne drehend auf das Magnetometer zu wirken. Die Einrichtung des Magnetometers ist aus der Ansicht von oben in *Fig. 408* ersichtlich. Ein astatisches Magnetpaar ns und $n's'$ drehte sich in horizontaler Ebene um den durch x gehenden verticalen Faden und trug vorn den Ablesungsspiegel t und hinten das Gegengewicht p. Es bedeuten f und f' die Durchschnitte der Spiralen, so dass einer der beiden Magnete auf deren Vorderseite, der andere auf deren Rückseite schwebte.

Fig. 407.

Mit diesem Apparat wurden zunächst Wismuthcylinder von 3 Zoll Länge und 0,7 Zoll Durchmesser in den drei oben näher bezeichneten Lagen geprüft. Befanden sich ihre Enden in der Horizontalebene der Magnetpole, so bewirkten sie auch während der Ruhe stets Ablenkungen der letzteren, von entgegengesetzter Richtung derer, welche Eisencylinder an ihrer Stelle hervorgebracht haben würden, sie zeigten diamagnetische statt paramagnetischer Polarität. Der Unterschied der Ablenkungen in beiden extremen Lagen betrug mehr als 20 Skalentheile des Magnetometers. Statt der Wismuthcylinder wurden dann die folgenden Körper von nahe denselben Dimensionen an der Schnur

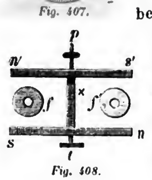


Fig. 408.

befestigt: Kupfercylinder gaben eine Ablenkung von nur 1 Skalentheile, Antimon von 10, schweres Glas von 4, Kalkspath (bei 4 Zoll Länge) von 2, Marmor von 5, Phosphor von 4, Schwefel (bei 6 Zoll Länge) von 3, Salpeter von 1,5 bis 2, Wachs (bei 4 Zoll Länge) von 1 bis 1,5 Skalentheilen. Die folgenden Flüssigkeiten waren in dünnrandigen Glasröhren eingeschlossen und mit diesen an der Schnur befestigt. Destillirtes Wasser gab eine Ablenkung von 4, Schwefelkohlenstoff von 5 bis 6 Skalentheilen. Von paramagnetischen Körpern wurden die folgenden untersucht: Mehre Schieferarten, Eisenchlorid, schwefelsaures Eisenoxydul, kohlensaures Eisen, Kaliumeisencyanid, Eisenoxyd, Eisenfeile in Wachs geknetet, Lösungen von Eisenvitriol, Chlornickel und Chlorkobalt. Alle zeigten paramagnetische Polarität.

Der Grund der Verschiedenheit zwischen den Ergebnissen dieser Versuchsreihen mit meinen eigenen hat nachmals nicht ermittelt werden können. Möglicher Weise war mir eisenhaltiges Wismuth statt chemisch-reinem verkauft worden. Kleine Proben dieses Materials stellten sich im Magnetfelde äquatorial, und desswegen hatte ich eine chemische Untersuchung unterlassen. Ich räume daher gern den fremden Resultaten den Vorzug vor meinen eigenen ein.

IV. Plücker hat in mehren seiner wiederholt citirten Abhandlungen zerstreute theoretische Andeutungen gegeben, die am ausführlichsten in den Untersuchungen „über das Gesetz der Induction bei paramagnetischen und diamagnetischen Substanzen“ [12] zusammengestellt wurden. Wie schon der Titel andeutet, liegt die Ueberzeugung zu Grunde, dass das magnetische Verhalten eine Function der chemischen Differenzen, also eine Eigenschaft der Substanzen, nicht der Körper sei. Der Zustand der Substanzen bei paramagnetischer oder diamagnetischer Erregung ist an sich vollkommen derselbe, nur ist er einerseits dem Grade nach verschieden, und andererseits ist die Polarität für beide Zustände die entgegengesetzte. Demgemäss ist eine paramagnetische und eine diamagnetische Erregung zu unterscheiden: bei der ersten ruft ein Nordpol einen Südpol, ein Südpol einen Nordpol hervor, bei der letzteren umgekehrt ein Nordpol einen Nordpol und ein Südpol einen Südpol. Das bedingt auch in den kleinsten Theilchen der Substanzen entgegengesetzte Zustände. In der Sprache der Ampère'schen Theorie würden also in allen Substanzen durch magnetisirende Einflüsse Ströme um die kleinsten Theilchen hervorgerufen, oder vorhandene in eine vorherrschende Richtung gebracht, doch mit dem Unterschied, dass diese Molekularströme in paramagnetischen Substanzen in demselben Sinne fliessen als die erregenden galvanischen oder ampère'schen Ströme, während sie sich in diamagnetischen Substanzen im umgekehrten Sinne bewegen.

Ist aber der Magnetismus Eigenschaft der Substanz, so muss jeder Substanz auch ein specifischer Magnetismus zukommen, wie sie ein specifisches Gewicht, eine specifische Wärme besitzt. Die Messungen des specifischen Gewichtes sind unabhängig von der Intensität der Schwerkraft, unter deren Einfluss sie ausgeführt wurden. Anders verhält sich schon die specifische Wärme, denn sie ändert sich mit der Temperatur. Noch anders verhält sich aber der Magnetismus, denn er wird in zwei verschiedenen Substanzen unter sonst gleichen Umständen nicht allein nicht in gleicher Intensität erregt, sondern es setzen diese Substanzen auch der Erregung einen Widerstand entgegen, welcher sich ändert mit der Intensität der erregenden Kraft. Ist nun m die Intensität der erregenden Kraft in der Einheit des Abstandes vom Ausgangspunkt der erregenden Kraft, so ist $\frac{m}{r^2}$ die Intensität der erregenden Kraft in einem Abstand r vom erregenden Magnetpol. Dieser Kraft würde zunächst die Intensität des Magnetismus in einem an dieser Stelle befind-

lichen Theilchen irgend einer Substanz proportional sein, wenn wir von jenem Widerstand absehen dürften. Bedeutet also λ einen constanten Coefficienten, der für jede Substanz ein anderer ist, so wäre diese Intensität gleich

$$\frac{m}{r^2}\lambda \quad \text{oder} \quad = M\lambda \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 1),$$

wenn man $\frac{m}{r^2}$ mit M vertauscht. Nun setzt die Substanz einen Widerstand entgegen, welcher sich der zunehmenden Magnetisirung immer mehr widersetzt, und welcher der $n$ten Potenz des ohne ihn erregten Magnetismus proportional gesetzt werden möge. Bedeutet dann μ einen constanten Coefficienten, der ebenfalls für jede Substanz ein anderer ist, so wäre dieser Widerstand gleich

$$\mu M^n \lambda^n \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 2),$$

also die aus 1) und 2) resultirende Intensität des erregten Magnetismus

$$J = M\lambda - \mu M^n \lambda^n = M\lambda\,(1 - \mu M^{n-1}\lambda^{n-1}) \, . \quad \ldots \quad 3),$$

woraus sich durch Differentiation ergiebt

$$\frac{dJ}{dM} = \lambda - n\mu M^{n-1}\lambda^n \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 4).$$

Plücker nennt nun λ den Inductionscoefficienten und μ den Widerstandscoefficienten. Was ferner den Exponenten n anbetrifft, so kann derselbe zunächst nicht $= 0$ sein. Der zu überwindende Widerstand wäre alsdann constant. Sonach würde bei geringer vertheilender Kraft kein Magnetismus erregt, mit zunehmender Kraft aber träte dieser plötzlich hervor, und das widerspricht den Versuchen. Die Versuchsergebnisse widersprechen auch der Annahme $n = 1$. Dann würde nämlich $J = M\lambda\,(1 - \mu)$, und somit bliebe die Intensität des erregten Magnetismus J der des erregenden M immer proportional, was ebenfalls nicht zutrifft. Construirt man Curven, deren Abscissen den magnetisirenden Kräften und deren Ordinaten den beobachteten Intensitäten des z. B. im Eisen erregten Magnetismus proportional sind, wie solches in den §§. 16 bis 20 mehrfach geschehen ist, so wenden dieselben stets die hohle Seite der Abscissenaxe zu, es muss also $\frac{dJ}{dM}$ in 4) mit wachsendem M abnehmen, was für $n = 1$ nicht der Fall wäre. Es kann auch n nicht $= 2$, noch gleich einer andern geraden Zahl sein, denn sonst würde J bei positivem oder negativem M verschiedene absolute Werthe erhalten, während ein und dieselbe Substanz von gleich starken Nord- oder Südpolen zwar entgegengesetzte, aber immer gleich starke Erregungen erfährt. Demzufolge wäre das Einfachste, $n = 3$ anzunehmen, und es würde

$$J = M\lambda\,(1 - \mu M^2 \lambda^2) . \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 5).$$

Die vorstehende Gleichung ist jedoch nur als Annäherungsgleichung zu betrachten. Setzt man allgemeiner

$$\left.\begin{aligned} J &= k\,arc\left(\text{tg} = \frac{M}{c}\right) \\ \text{oder entwickelt} \quad &= \frac{k}{c}M - \frac{k}{3c^3}M^3 + \frac{k}{5c^5}M^5 - \ldots \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad 6).$$

so entspricht die Gleichung 5) den ersten beiden Gliedern der Gleichung 6), wenn

$$\lambda = \frac{k}{c} \quad \text{und} \quad \mu = \frac{1}{3k^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7)$$

gesetzt wird. Gleichzeitig genügt auch die Entwickelung der oben ausgesprochenen Bedingung insofern, als keines ihrer Glieder eine gerade Zahl zum Exponenten hat.

Die Quantität des entwickelten Magnetismus ist gleich dem Product aus der Intensität J und dem Volumen dm desjenigen Massentheilchens, auf welches der Magnetpol aus dem Abstand r vertheilend gewirkt hat. Anziehend wirkt er auf diese vertheilte Quantität mit einer Kraft M. Bedeutet also A die Anziehung und $\varkappa$ eine Constante, welche von der Einheit abhängt, durch welche die Anziehung gemessen wird, so ist

$$A = \varkappa M k \, arc\left(\text{tg} = \frac{M}{c}\right) dm \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8).$$

Zur Stütze dieser Theorie wurde diese Anziehung für verschiedene paramagnetische und diamagnetische Substanzen und unter Einfluss verschiedener Intensitäten des auf *Taf. 1*, *Fig. VII*, gezeichneten Magneten gemessen. Die Halbanker desselben wurden durch eine zwischengeschobene Messingscheibe in einem bestimmten Abstand erhalten, die Substanzen wurden fein gepulvert, und wenn es stark magnetische waren, mit Schweineschmalz gemischt, in dasselbe Gefäss gebracht und an einer sehr empfindlichen Wage abseits vom Magneten tarirt. Dann wurde das Gefäss mit der Wage über die Halbanker geführt, so dass es beide zugleich stets an derselben Stelle berührte, und hierauf bei geschlossenem Strom das Gewicht bestimmt, welches nöthig war, um das mit magnetischen Substanzen gefüllte Gefäss abzureissen, oder um es an seinen Ort zurückzubringen, wenn es mit diamagnetischen gefüllt war. Von dem so gewonnenen Gewicht kam das in Abzug, welches die Anziehung des leeren Gefässes unter gleichen Umständen bestimmte. Diese Versuche wurden unter 5 verschiedenen Stärken des magnetisirenden Stromes ausgeführt, und als Einheit der Anziehung wurde diejenige genommen, welche der durch ein einfaches GROVE'sches Element erregte Magnet bewirkte. Es würde zu weit führen, die sinnreiche Methode zu behandeln, durch welche aus den gewonnenen Beobachtungen die den jedesmaligen Messungen zugehörige Intensität des Elektromagneten bestimmt wurde. Es ergab sich aber das in der folgenden Tabelle Zusammengestellte. In der obersten Zeile sind die Intensitäten des Magneten, in den darunter stehenden Columnen die entsprechenden Beobachtungen und die nach der gegebenen Theorie gewonnenen Berechnungen für die in den seitlich bemerkten Substanzen erregten magnetischen Intensitäten verzeichnet. In der letzten Verticalreihe stehen diejenigen Intensitäten, welche in den Substanzen durch eine unendlich grosse Magnetkraft erregt werden würden.

		Erregender Magnetismus =				
		2	2,9	3,45	4	∞
Kobaltoxydhydrat	beob.	1,925	2,66	2,95	3,39	
	ber.	1,925	2,64	3,05	3,40	7,826
Sauerstoffgas	beob.	1,855	2,47	2,82	3,18	
	ber.	1,855	2,46	2,76	3,015	5,422
Wismuth	beob.	1,81	2,39	2,66	3,05	
	ber.	1,81	2,35	2,60	2,81	4,615
Nickeloxyd	beob.	1,715	2,14	2,28	2,54	
	ber.	1,715	2,15	2,31	2,46	3,516

		Erregender Magnetismus =				
		2	2,9	3,45	4	∞
Eisenoxyd	beob.	1,575	1,88	2,03	2,23	
	ber.	1,575	1,85	1,96	2,06	2,647
Eisen	beob.	1,38	1,51	1,61	1,69	
	ber.	1,38	1,54	1,59	1,64	1,915
Kobalt	beob.	1,325	1,41	1,465	1,49	
	ber.	1,325	1,445	1,49	1,525	1,742
Nickel	beob.	1,20	1,21	1,22	1,225	
	ber.	1,156	1,207	1,225	1,239	1,324

Die grosse Uebereinstimmung zwischen den beobachteten und den berechneten Werthen sind eine Stütze für die der Berechnung zu Grunde gelegte und aus der obigen Theorie hervorgegangene Formel. Es muss darauf hingewiesen werden, dass die von Müller aufgestellte und auf S. 129, Gleichung 1) mitgetheilte empirische Formel über den Sättigungszustand des weichen Eisens von derselben Gestalt ist, als die hier entwickelte, denn die Gleichung 6) ist identisch mit

$$M = c \operatorname{tg} \frac{J}{\varkappa}.$$

Daraus geht aber für diese wie für jene Versuche hervor, dass es nicht allein für das weiche Eisen, sondern ebenso wohl für jede Substanz einen Sättigungspunkt giebt, dem sie sich bei zunehmender Kraft immer mehr annähert. Dasselbe ergiebt sich, wenn man die Zahlen obiger Tabelle in analoger Weise graphisch darstellt, wie es mit den Versuchen Müller's auf *Taf. 2, Fig. X.* geschah. Die so darzustellenden Curven für diamagnetische Substanzen werden von denen der paramagnetischen Substanzen auf beiden Seiten umgeben, woraus hervorgeht, dass der Widerstand, welcher sich der Erregung der diamagnetischen Substanzen entgegensetzt, zwar geringer ist als der für die meisten paramagnetischen Substanzen, aber immer noch grösser als der für Sauerstoff und Kobaltoxydhydrat. Als Werthe der beiden Constanten ergaben sich nämlich die folgenden:

für	Inductionsconst. λ =	Widerstandsconst. μ =
Kobaltoxydhydrat	1,00135	0,01383
Sauerstoffgas	1,02896	0,02799
Wismuth	1,04048	0,03861
Nickeloxyd	1,05791	0,06654
Eisenoxyd	1,1367	0,11738
Eisen	1,3074	0,2243
Kobalt	1,4025	0,27105
Nickel	2,0855	0,4588

Demnach hat aber der specifische Magnetismus eine andere Bedeutung als das specifische Gewicht, indem ersterer sich mit der Stärke der erregenden Kraft ändert. Stellt man Curven dar, deren Ordinaten den specifischen Magnetismen und deren Abscissen den erregenden Kräften proportional sind, so können sich diese Curven für verschiedene Substanzen durchschneiden, so dass zwei Substanzen bei einer gewissen Kraft im gleichen, bei grösseren oder geringeren Kräften aber im entgegengesetzten Sinn verschiedene specifische Magnetismen haben. Hieraus erklärt sich auch der Wechsel von magnetischer Anziehung und diamagnetischer Abstossung für Gemenge von Substanzen beider Art. Es können sich nämlich jene

Curven an jeder beliebigen Stelle durchschneiden, wenn man alle Ordinaten der niederen dadurch in gleichem Verhältniss vergrössert, dass man grössere Mengen der entsprechenden Substanz in Anwendung bringt. So wird z. B. ein Gemenge von 10 Millionen Theilen Wismuth und 310 Theilen Eisen unter den obigen Versuchsbedingungen bei dem doppelten der zur Einheit gewählten Kraft weder angezogen, noch abgestossen. Bei einer kleineren Kraft wird das Gemenge angezogen, bei einer grösseren dagegen abgestossen.

Plücker vermeidet es, über das Wesen und über die inneren Vorgänge bei paramagnetischer und diamagnetischer Erregung einen Ausspruch zu thun. Auch sind die ganzen Untersuchungen immer unter der Voraussetzung angestellt, dass eine Wechselwirkung zwischen den kleinsten Theilchen der erregten Substanzen nicht stattfindet. Nichts desto weniger dürfte eine Rücksichtsnahme gerade auf diesen Umstand nicht ohne Bedeutung sein, da, wenn auch die stark magnetischen Substanzen in möglichst feiner Vertheilung in Anwendung gebracht wurden, die einzelnen Partikeln noch immer nicht als Einzelsitze magnetischer Elementarvorgänge betrachtet werden dürfen. Welchen Einfluss die Molekularanordnung unter den analogen Bedingungen der hier behandelten Versuche hat, zeigt sich schon z. B. in den grossen, von Plücker gefundenen und §. 42, Nr. VI auf Seite 561 besprochenen Intensitätsverschiedenheiten verschiedener Sorten von Eisenoxyd, die zwischen den Zahlen 191 und 761 schwanken. — So kommt es auch, dass ein Zusammenhang dieser Theorie mit den Gesetzen über das Verhalten der Krystalle zwischen den Magnetpolen (vergl. §. 45, N. IX, S. 636 ff.) annoch fehlt.

V. Am weitesten geht de la Rive's [13] Theorie, indem sich dieselbe nicht blos über die Erscheinungen an paramagnetischen und diamagnetischen Körpern verbreitet, sondern auch eine Erklärung der Induction einschliesst, und sogar den Hergang bei Entstehung der Molekularströme zu umfassen sucht. de la Rive geht von der in Nummer VII näher zu behandelnden Thatsache aus, dass paramagnetische Körper in demselben Raume eine grössere Anzahl von Atomen enthalten, als diamagnetische. Dazu kommen aber noch die folgenden, theils schon anerkannten, theils neuen Hypothesen, die zur Erklärung der in Rede stehenden Erscheinungen benutzt werden:

1. Die Atome aller Substanzen sind kugelförmig.

2. Jedes dieser kugelförmigen Atome ist in beständiger Rotation um eine Axe begriffen.

3. Durch diese Rotationsbewegung wird das elektrische Gleichgewicht der Atome gestört, und zwar scheidet sich auf der einen Hemisphäre derselben positive, auf der andern negative Elektricität aus.

4. Die von allen Punkten im Innern der Atome nach deren resp. Polen drängenden entgegengesetzten Elektricitäten vereinigen sich wieder über die Oberfläche der Atome hinweg, so dass dadurch ein galvanischer Strom entsteht, der sich im Innern der Atome von einem Pole zu dem entgegengesetzten bewegt und an der Oberfläche wieder zu dem ersten Pole zurückfliesst, also die Richtung der Pfeile in *Fig. 409* hat.

5. In den verschiedenen Substanzen lagert sich eine grössere oder geringere Anzahl von Atomen zu *Molécules intégrantes* zusammen.

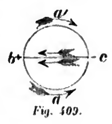


Fig. 409.

6. Diese Zusammenlagerung geschieht derart, dass immer der positive Pol eines Atoms sich dem negativen des nächsten annähert. Das Molekul bildet also eine geschlossene Kette von Atomen $a, b, c\ldots$ der *Fig. 410* (S. 794), in welcher positiv elektrisch geladene Pole mit negativen abwechseln.

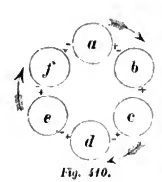


Fig. 410.

7. Ist nun eine Substanz paramagnetisch, dann sind, wie die Erfahrung zeigt, die Atome sehr dicht und zwar so dicht gedrängt, dass die entgegengesetzten Elektricitäten von einem Atom auf das benachbarte übergehen und so sich ausgleichen können. Der über die Oberfläche der Atome rückwärts gehende Strom verschwindet sonach, und es bleibt nur der durch die Masse gehende Antheil übrig. In einem magnetischen Molekul circulirt also ein Strom, wie er durch die Richtung der Pfeile in der letzteren Figur angedeutet ist.

8. Damit aber eine Substanz magnetisch sei, ist noch ferner erforderlich, dass sie und folglich auch ihre Atome die Elektricität verhältnissmässig schlecht leiten. Und zwar muss die Leitungsfähigkeit so gering sein, dass die entgegengesetzten Elektricitäten zweier benachbarter Atome desselben Molekuls leichter zu einander durch den Zwischenraum hindurch übergehen, als die desselben Atoms sich über die Oberfläche hinweg ausgleichen würden. Als Beweis dafür wird angeführt, dass Kupfer und Zink, obschon sie eine grosse Atomzahl besitzen, dennoch nicht magnetisch sind. Beide und beider Atome seien so gute Leiter für Elektricität, dass eher die Stromvertheilung der ersten, als die der zweiten Figur zu Stande komme.

9. In den diamagnetischen Substanzen hingegen liegen die Atome so entfernt von einander, dass die an ihren Polen sich ausscheidenden Elektricitäten nicht zu den entgegengesetzten der benachbarten Atome übertreten können. In einem Molekule bildet sich also kein natürlicher Molekularstrom, wie in denen der magnetischen Substanzen, sondern es verbleibt bei den Atomströmen der vierten Hypothese. Diese sind aber — weil sie innerhalb und an der Oberfläche des Atoms entgegengesetzte Richtung haben — nach aussen unwirksam. Werden jedoch solche diamagnetische Substanzen unter Einfluss eines sehr starken galvanischen Stromes oder eines diesem gleichwerthigen Magnetpols versetzt, dann findet in den Atomen aller Molekule ein ähnlicher Vorgang statt, wie in den Molekulen eines geschlossenen Leiters, wenn in seiner Nachbarschaft ein galvanischer Strom erregt wird. Sei nämlich M in *Fig. 411* ein solches Molekul, seien $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ .... die Atome desselben, sei ferner ab ein in der Richtung des Pfeiles gehender galvanischer Strom und seien c, d .... die kleinsten Theilchen desjenigen Drahtes, durch welchen er sich bewegt: so ist in den Atomen c, d .... ein elektrischer Polarisationszustand vorhanden, wie ihn die Zeichen — + ... andeuten. Wenn nun dieser Polarisationszustand in genügender Stärke entwickelt ist, so bestimmt er diejenigen Atome γ, δ des Molekuls, welche ihm zunächst liegen, eine derartige Richtung anzunehmen, dass ihre Axe seiner eigenen Richtung parallel ist, und dass gleichzeitig ihre Pole im entgegengesetzten Sinne orientirt sind, als die der polarisirten Theilchen des Schliessungsdrahtes. Diese so gerichteten Atome wirken nun ihrerseits richtend auf die übrigen Atome des Molekuls und so bildet sich aus dem Molekul eine elektrische Kette, deren Strom (wahrscheinlich entstanden durch die Ausgleichung der einander zugewandten entgegengesetzten Elektricitäten benachbarter Atome) die entgegengesetzte Richtung von der des äusseren Stromes hat.

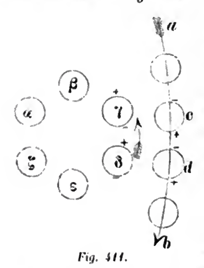


Fig. 411.

Nach diesen Hypothesen erklärt sich nun der paramagnetische und der diamagnetische Zustand. Die Molekularströme der Hypothesen 6 bis 8 sind die von AMPÈRE in magnetfähigen Substanzen angenommenen Ströme. Im unmagnetischen

Zustand haben ihre Molekule keine vorherrschende Richtung. Der Strom des einen neutralisirt also die Wirkung des anderen. Befinden sich aber diese Substanzen unter Einfluss eines Magneten oder eines gleichwerthigen galvanischen Stromes, dann nehmen alle Molekule eine solche Richtung an, dass ihre Ströme denen des Magneten parallel sind. So entsteht Anziehung nach den bekannten Gesetzen.

Die nach der neunten Hypothese gebildeten Ströme sind dagegen die „inducirten Molekularströme“ Weber's. Da dieselben die entgegengesetzte Richtung der inducirenden Ströme, oder der Ströme Ampère's in einem inducirenden Magneten haben, so erfolgt eine Abstossung derjenigen Körper, in welchen sie erregt werden, gegen diejenigen Agentien, von welchen sie erregt werden. Und das ist die Abstossung, welche diamagnetische Körper, z. B. durch einen Magnetpol erfahren.

„Der Magnetismus des Sauerstoffs erklärt sich, wenn man annimmt, dass jedes Molekul desselben durch eine dichte Gruppe von Elementaratomen gebildet wird; eine Hypothese, welche durch den ozonisirten Zustand des Sauerstoffs gerechtfertigt wird, indem dieser aus einer Zerstreuung der Partikeln hervorgeht. Es ist bemerkenswerth, dass der Sauerstoff zugleich das einzige (?) magnetische Gas ist, und zugleich das einzige, dessen Partikel einer Zertheilung fähig sind.“

Dass Weber (vergl. N. II, und Zusätze zu §. 44, S. 604) durch Bewegung eines Wismuthstabes in einer thätigen galvanischen Spirale eine diamagnetische Ablenkung an einem benachbarten Magnetpole beobachten konnte, während Matteucci (vergl. S. 605) eine solche Ablenkung nicht gelang, wenn er den Schlag einer Kleist'schen Batterie durch eine mit einem Wismuthcylinder ausgefüllte Spirale gehen liess: soll darin seinen Grund finden, dass die den Diamagnetismus bedingende Anordnung der Atome einer gewissen Zeit bedürfe, für welche die instantane Entladung der Kleist'schen Batterie zu kurz sei. Eine solche successive Entwickelung des diamagnetischen Zustandes könne aber bei der mit demselben in unmittelbarem Zusammenhang stehenden magnetischen Drehung der Polarisationsebene durch den Augenschein beobachtet werden.

Was die letzte Behauptung betrifft, so ist dieselbe schon in §. 46, N. II, auf Seite 648 erledigt. Mögen nun aber auch die meisten Erscheinungen durch diese sinnreiche Theorie erklärt werden, so kann ich doch nicht umhin, einige schon früher [14] darüber geäusserte Bedenken auch hier geltend zu machen. Namentlich und zunächst lassen sich manche aus der Theorie herzuleitende Folgerungen nicht durch das Experiment bestätigen. So müsste sich z. B. aus paramagnetischen und diamagnetischen Substanzen ein Gemenge darstellen lassen, welches gegen die Wirkungen eines Magneten unter allen Umständen unempfindlich ist. Dem widersprechen aber die Versuche (vergl. §. 44, namentlich N. II, S. 596 ff.). Ferner würde die siebente Hypothese einen constanten Widerstand der paramagnetischen Substanzen gegen die Entwickelung der Polarität voraussetzen. Nach dem jedoch, was in N. IV, auf Seite 790 hierüber gesagt wurde, kann das nicht angenommen werden. Wenn aber ein leichterer oder schwererer Uebergang der Elektricitäten von einem Atom zum andern den Unterschied paramagnetischer und diamagnetischer Wirkungsreihen bedingen soll, so müssten gewisse Substanzen, deren Atome in einem mittleren Abstand von einander liegen, bei schwachen erregenden Kräften paramagnetisch, bei starken diamagnetisch sein, was zwar bei Gemengen, nicht aber bei reinen Substanzen zutrifft. —

Die Erklärung vom Paramagnetismus des Sauerstoffs widerspricht der vorangestellten Behauptung. Verfolgt man nämlich die abnehmende Reihe der Atomzahlen der chemischen Elemente, so zeigt sich, dass den eisenmagnetischen Körpern die grössten Atomzahlen zukommen, dass sich alsdann diese Reihe abnehmend innerhalb

der diamagnetischen Elemente bewegt, dass aber endlich die kleinsten Atomzahlen wieder dem Sauerstoff und einer seiner Verbindungen mit Stickstoff zukommen. Obschon nun auf diesen letzten Umstand keine Rücksicht genommen ist, erklärt sich dennoch der Sauerstoffmagnetismus aus der Theorie. Doch ist das nur dadurch möglich geworden, dass sich allmälig eine Vertauschung des Begriffes von „Atommenge verschiedener Substanzen in der Raumeinheit" mit dem von „Annäherung der Atome in einem *Molécule intégrante*" eingeschlichen hat.

Verlangen wir Analogien zwischen der hypothetischen Wirkungsweise kleinster Theilchen und der durch Versuche bestätigten grösserer Massen, so finden wir solche in den hier aufgestellten Hypothesen nicht überall. So sollen die kugelförmigen Atome dadurch elektrische Ströme entwickeln, dass sie sich in Rotation befinden. Unter gewissen, im fünften Abschnitt behandelten Umständen findet allerdings eine Stromerregung statt, wenn sich Kugeln bewegen, doch muss das immer unter dem Einfluss magnetisirender Kräfte geschehen, diese werden jedoch hier nicht vorausgesetzt, da sie ja eben dadurch erklärt werden sollen. — Auch fehlt die Analogie für diejenige Annahme, dass die im Innern der Atome zur Vertheilung gekommenen Elektricitäten sich über deren Oberfläche ausgleichen sollen. Wenn das auch bei einem isolirten Zinkkupferpaar stattfände, so wäre dieses ein Bild eines solchen Atomes. Beim VOLTA'schen Fundamentalversuch erhalten wir aber keinen Strom, sondern nur freie Elektricitäten, die sich, wenn sie eine gewisse Spannung erlangt haben, auf demselben Wege und nicht auf einem anderen gegenseitig ausgleichen, auf welchem sie vertheilt worden sind. — Ebenso ist kein Grund vorhanden, warum wir einem Atom von Kupfer, Zink, Eisen eine andere elektrische Leitungsfähigkeit beimessen sollen, als der am Kupfer, am Zink oder am Eisen gemessenen. Das wird aber verlangt, um den Diamagnetismus des Zinks und Kupfers zu erklären, trotzdem diesen eine hohe Atomzahl zukommt.

Bei der Erregung des Diamagnetismus soll der Molekularvorgang ein ähnlicher sein, als bei der Erregung von Inductionsströmen. Letztere basirt auf der Erregung eines galvanischen Stromes überhaupt und diese möchte wesentlich folgendermaassen von Statten gehen. Im Moment der Schliessung der Kette tritt in den Partikeln des Schliessungsdrahtes ein Polarisationszustand ein, den wir uns ähnlich zu denken haben, als den in den Plättchen der bekannten Blitzröhre (eine Glasröhre mit einer Reihe rautenförmiger Stanniolplättchen belegt), wenn durch dieselbe der Conductor einer Elektrisirmaschine entladen wird. Es wenden sich nämlich z. B. alle negativen Elektricitäten aller Plättchen dem positiv geladenen Conductor zu, alle positiven Elektricitäten von ihm ab. Demnächst vereinigen sich die einander zugewandten Elektricitäten je zweier benachbarter Plättchen durch den zwischen denselben gelassenen Zwischenraum, und ist der Conductor mittlerweile von neuem geladen, so tritt der Polarisationszustand abermals ein, um von neuem wieder eine Entladung der Plättchen zu veranlassen.

Ist nun dieser Reihe benachbart eine andere ähnliche Reihe angeordnet, so tritt in derselben ein analoger, aber in seiner Richtung entgegengesetzter Polarisationszustand ein. Die nach dem positiv geladenen Conductor gedrehte negative Elektricität eines Plättchens der ersten Reihe wird nämlich in dem entsprechenden der zweiten Reihe durch Influenz die positive Elektricität sich zuwenden, die negative aber zurückstossen. Ist nun das erste Plättchen der zweiten Reihe mit dem letzten derselben durch einen Leiter, etwa durch einen Galvanometerdrath verbunden, so entladen sich durch denselben die in diesen Plättchen frei gewordenen entgegengesetzten Elektricitäten und geben zu einem momentanen Strom Anlass, der die entgegengesetzte Richtung des Stromes in der ersten Reihe hat. Die übrigen Theilchen der zweiten Reihe gleichen ihre entgegengesetzten Elektricitäten nicht

aus, weil sie immer durch die befreundeten Elektricitäten der entsprechenden Theilchen der ersten Reihe zurückgehalten werden. Sie befinden sich vielmehr in dem von FARADAY sogenannten elektrotonischen Zustand, bis der Strom in der ersten Reihe unterbrochen wird. In diesem Falle gleicht sich der Mangel in dem ersten durch den Ueberschuss in dem letzten Plättchen der zweiten Reihe vermittelst des verbindenden Drathes wieder aus und veranlasst einen dem inducirenden Strome gleichgerichteten Strom.

So klar dieser Gedankengang nun auch sein mag, so überzeugt er doch nicht, warum der Schliessungsdraht einer galvanischen Kette nur in benachbarten geschlossenen „guten" Leitern einen Strom erregen kann, und warum nicht auch ein Strom erregt wird, wenn ein schlechter Leiter sich in der Nachbarschaft befindet, dessen erstes und letztes Theilchen durch den Drath eines Galvanometers mit einander verbunden sind. Vertheilung der Elektricität findet ja auch in den Theilchen der schlechten Leiter statt, und einer Mittheilung von Theilchen zu Theilchen bedarf es ja nicht. — Ferner kann dieser Vorgang wohl bei einer Blitzröhre statthaben, wenn den „endlich" grossen Plättchen derselben benachbart eine ähnliche Reihe ähnlicher endlich grosser Plättchen angeordnet ist. Hier verschieben sich in jedem Plättchen die Anziehungsmittelpunkte der entgegengesetzten Kräfte (Elektricitäten) um eine endliche Grösse, können also auch in dem endlichen Abstande der benachbarten zweiten Reihe eine endliche Wirkung hervorbringen. Wenn wir aber den Vorgang in den Plättchen der ersten Reihe auf die „unverhältnissmässig kleinen" Theilchen eines inducirenden galvanischen Schliessungsdrahtes übertragen und die der zweiten Reihe auf die entsprechenden des inducirten Drathes, so haben wir es mit unverhältnissmässig kleinen Verschiebungen entgegengesetzter Kräfte im ersten Drathe zu thun, und diese werden niemals in dem endlichen Abstand eines Punktes des inducirten Drathes irgend eine Wirkung hervorbringen.

Doch sehen wir auch ab von dieser Erklärungsweise des Inductionsstromes, so ist dennoch die Bildung eines Molekularinductionsstromes, noch dazu eines dauernden, wie sie die neunte Hypothese verlangt, unmöglich. Stellen wir uns nämlich unter Molekulen vor, was wir wollen, immerhin werden wir sie als unverhältnissmässig kleine Grössen gegen messbare Abstände zu betrachten haben. Verschwinden aber die Dimensionen eines Molekules gegen den Abstand eines in seiner Nähe befindlichen galvanischen Schliessungsdrathes, so kann der letztere auf die ihnen zunächst liegenden Atome des Molekuls keine andere Wirkung ausüben, als auf die entfernteren Atome desselben Molekules. Bewirkt er in den zunächst liegenden Atomen eine Polarisation, wie sie die neunte Hypothese verlangt, so muss er genau denselben und gleichgerichteten Zustand auch in den um eine unmessbare Grösse entfernteren gegenüberliegenden Atomen hervorrufen. Sind aber die Polaritäten in allen Atomen desselben Molekuls gleich orientirt, dann kann die postulirte elektrische Kette nicht zu Stande kommen und mit ihr auch kein Molekularinductionsstrom. — Ferner macht die gepflogene Erörterung des Molekular-Vorganges bei dem gewöhnlichen Inductionsstrom den Wunsch rege, es möchte ausser einer Ausgleichung der elektrischen Differenz zwischen dem ersten und letzten Theilchen mittelst des verbindenden Drathes, auch noch eine Ausgleichung derselben zwischen allen benachbarten Theilchen stattfinden, damit der provocirte Inductionsstrom doch wenigstens einige Intensität bekäme. Soll aber eine solche Ausgleichung stattfinden, so ist nicht einzusehen, warum sie nicht jedesmal und in demselben Takt stattfinde, in welchem sich die elektrischen Differenzen zwischen zwei benachbarten Theilchen des inducirenden Drathes ausgleichen. Alsdann müsste aber der inducirte Strom dauernd sein, so lange als der inducirende besteht; das widerspricht jedoch der Erfahrung. Soll dagegen keine solche Ausgleichung statt-

finden, so kann dieselbe auch nicht bei dem analogen Vorgange des diamagnetischen Molekularinductionsstroms eingeführt werden.

VI. Alle bisher besprochenen Theorien des Diamagnetismus haben das mit einander gemein, dass sie eine entgegengesetzte Polarität der kleinsten Massentheilchen für den diamagnetischen als für den paramagnetischen Zustand annehmen. Während also ein kleinstes paramagnetisches Theilchen dem erregenden $\left\{\begin{matrix}\text{Nord}\\ \text{Süd}\end{matrix}\right\}$pol einen $\left\{\begin{matrix}\text{Süd}\\ \text{Nord}\end{matrix}\right\}$pol zuwendet, würde ein kleinstes diamagnetisches Theilchen dem erregenden $\left\{\begin{matrix}\text{Nord}\\ \text{Süd}\end{matrix}\right\}$pol einen $\left\{\begin{matrix}\text{Nord}\\ \text{Süd}\end{matrix}\right\}$pol entgegenstellen. Dieses entgegengesetzte Verhalten wird als eine Eigenschaft der Substanz betrachtet, und nur in der Theorie DE LA RIVE's wird eine Vermittelung mit dem Zusammenlagerungszustand der kleinsten Theilchen versucht.

Als alleinige Eigenschaft der S u b s t a n z darf es aber nicht angesehen werden, wenn ein Körper sich paramagnetisch, der andere aber diamagnetisch zeigt; dagegen sprechen folgende Thatsachen: das in den überwiegend meisten Fällen stark paramagnetische Eisen ist diamagnetisch im rothen Muskelfleisch, im Blut, im gelben Blutlaugensalz (vergl. S. 555 und 559); es ist diamagnetisch, wenn feine Theilchen im glühenden Zustand die Spiritusflamme färben (vergl. S. 564 und 571); das gasförmige Stickoxyd ist paramagnetisch, das tropfbarflüssige ist diamagnetisch (vergl. S. 585); der stark magnetische Sauerstoff vermindert die paramagnetischen Eigenschaften des Eisens, Nickels u. s. f.; andererseits werden durch seinen Zutritt die diamagnetischen Eigenschaften anderer Elemente nicht immer geschwächt. Umgekehrt verhält sich Kupferchlorid, Kupferoxyd, Ammoniakkupferoxydul, Ammoniakkupferoxyd paramagnetisch, trotz der diamagnetischen Beschaffenheit ihrer Bestandtheile (vergl. S. 559). Dazu kommt, dass in DOVE's (S. 543 angeführten) Inductionsversuchen das sonst diamagnetische Quecksilber, Zink und Kupfer sich wie paramagnetische Körper verhielten. Leider waren auch andere noch stärker diamagnetische Körper, wie Wismuth, Antimon, Zink etwas eisenhaltig befunden worden, sodass ihr analoges Verhalten hierauf geschoben werden kann. So geschah es auch, dass alle Versuche, die magnetischen Eigenschaften als eine Function der chemischen Qualität der Körper darzustellen, zu keinem Ziele führten (S. 561).

Ferner steht das magnetische Verhalten der Körper in einem unleugbaren Zusammenhang mit der magnetischen Circularpolarisation. Ist auch dieser Zusammenhang noch nicht Schritt vor Schritt verfolgt worden, so muss doch die Circularpolarisation als eine sichtbare Reaction der magnetischen Spannung oder Vertheilung in den kleinsten Massentheilchen in Anspruch genommen werden. Für den Sinn der Circularpolarisation ist es aber gleichgültig, ob sie in paramagnetischen oder ob sie in diamagnetischen Körpern zu Stande gebracht wird. Das führt zu der Vermuthung, dass die Polarität der kleinsten Theilchen im paramagnetischen und im diamagnetischen Zustand dieselbe sei und dass der Unterschied beider Zustände in anderen Verhältnissen gesucht werden müsse.

Vor Allem muss auf einen Umstand aufmerksam gemacht werden, den n. A. WEBER [15] hervorhebt. Wenn nämlich der diamagnetische Zustand durch Hervorrufung gleichnamiger, der paramagnetische durch Hervorrufung ungleichnamiger Pole charakterisirt ist, dann muss auch die Molekularvertheilung in diamagnetischen Körpern die entgegengesetzte Beschaffenheit haben von der in paramagnetischen Körpern. In §. 47 wurde gezeigt, dass in letzteren sich die Molekularvertheilung durch eine Verstärkung des Momentes der einzelnen Theilchen nach der Längsrichtung, durch eine Schwächung desselben nach der Querrichtung geltend macht.

Consequenter Weise müssten dann die Theilchen der diamagnetischen Körper derart aufeinander wirken, dass sie sich in der Querrichtung verstärken, in der Längsrichtung dagegen schwächen. Diese Voraussetzung ist aber unvereinbar mit Versuchen MATTEUCCI's [16], infolge deren amorphes Wismuth, in Cylindern oder Prismen von derselben Länge, aber von einem zwischen $0^{gr},576$ bis $18^{gr},600$ variirenden Gewicht dem Magneten dargeboten, stets dieselbe Oscillationsdauer bei gleicher Magnetkraft zeigte. Der Einwand, dass die Kraft überhaupt zu schwach sei, um einen Unterschied bei dieser Art des Versuches nachzuweisen, ist nicht stichhaltig, denn wurde eine prismatische Wismuthnadel von $18,5^{mm}$ Länge und $8^{gr},150$ Gewicht, deren zwei zur Axe parallele Seitenflächen natürliche Spaltungsebenen waren, im Magnetfelde aufgehangen, so stellte sie sich stets äquatorial; lagen aber diese Spaltungsebenen vertikal, so machte sie 52 Oscillationen in 136 Sekunden, sie machte dagegen nur 20 Oscillationen in derselben Zeit, wenn diese Ebenen horizontal lagen. Wie hier, so hätte sich auch in dem ersten Versuch ein Unterschied ergeben müssen, wenn die vorausgesetzte anormale Molekularwirkung zuträfe. — Ferner müsste mit grösserer Annäherung der kleinsten Theilchen der Diamagnetismus vermindert werden. Wenn das nun auch bei den meisten Sorten von Kalkspath, sowie bei vielen anderen Krystallen stattfindet, so zeigt doch u. a. das krystallisirte Wismuth die entgegengesetzte Erscheinung, denn die Normale zu seiner Hauptspaltungsrichtung, die Richtung seiner geringsten Dichtigkeit stellt sich axial, und wurde bei TYNDALL's sowie bei HANKEL's Torsionsversuchen mit der geringsten Kraft abgestossen (S. 633). Ebenso wurde in einem Versuch TYNDALL's [17] gepulvertes und dann von einer Seite her stark zusammengepresstes Wismuth nach dieser Richtung mit grösserer Kraft vom Magneten abgestossen, als nach jeder anderen. Dasselbe Phänomen wurde an massiven von einer Richtung zusammengedrückten Wismuthstücken von TYNDALL und von MATTEUCCI beobachtet (S. 635). Die Annahme dauernder inducirter Molekularströme mindert die Schwierigkeit nicht, denn sie würden ihre nach der Längsrichtung benachbarten Ströme durch Erregung tertiärer Molekularströme ebenfalls schwächen und die seitlich benachbarten nicht minder verstärken, als das bei der Annahme vertheilter Magnetkräfte der Fall sein würde.

VII. Dahingegen deuten schon die angeführten, mehr aber noch die folgenden Beispiele darauf hin, dass bei allen magnetischen und diamagnetischen Erscheinungen die Zusammenlagerung der kleinsten Körpertheilchen eine wichtige Rolle spielt. In einem Falle folgte zwischen Kartenpapier hart geschlagenes Messing dem Magneten, es folgte aber nicht mehr, wenn es durch Ausglühen weich geworden war (S. 540). Das analoge Verhalten anderer Legirungen wurde S. 561 angeführt. Aehnlich verhalten sich die Körper bei verschiedenen Temperaturen. Mit der Auflockerung durch die Wärme verlieren Kobalt, Eisen, Nickel, Chrom u. s. w. theilweise oder fast ganz ihren Magnetismus, Wismuth wird in hohen Temperaturen wenig, in niederen stärker abgestossen, gewinnt sogar plötzlich an Diamagnetismus, wenn es sich im Moment des Erstarrens ausdehnt (S. 563), verhält sich also in dieser Beziehung gerade umgekehrt, wie bei mechanischer Compression oder bei den krystallinischen Dichtigkeitsunterschieden. Ja sogar eine Umkehr des diamagnetischen in magnetisches Verhalten wurde bei Gold, Kupfer, Zink beobachtet (S. 564). Nicht minder auffällig muss es sein, dass die ihr Volumen vermindernden gasförmigen Verbindungen von Stickstoff und Sauerstoff NO und NO_4 sich indifferent oder vielleicht diamagnetisch verhalten, während die Verbindung NO_2, welche das Volumen ihrer Bestandtheile nicht vermindert, sich paramagnetisch zeigt.

Wenn die vorangehenden Theorien keine Erklärung dieser Erscheinungen zu bieten vermögen, so fehlt ihnen auch ein Nachweis des Umstandes, dass das magne-

tische oder diamagnetische Verhalten der Körper in innigem Zusammenhang steht mit dem Abstand der Atome. Es hindert uns nichts, das Atom als dasjenige kleinste Theilchen zu betrachten, in welchem die ursprüngliche magnetische Vertheilung nach §. 47 von Statten geht. Eine Wechselwirkung dieser polarisirten Atome bringt eine Verstärkung oder Schwächung der ursprünglichen Vertheilung hervor, je nachdem sie in axialer oder in äquatorialer Richtung im Körper vor- oder nebeneinander gelagert sind. Diese Wechselwirkung ist nahe umgekehrt proportional der dritten Potenz des Abstandes oder direct proportional der Anzahl von Atomen, welche in einem gegebenen Raum enthalten sind. Je nachdem aber diese Wechselwirkung gross oder klein ausfällt, kann, wie in den späteren Nummern näher gezeigt wird, einerseits ein sehr verschiedenes Verhalten der magnetischen Querschichten hervorgehen, und es kann auch die Lage des Maximum des magnetischen Momentes dieser Querschichten (vergl. §. 47, N. III, S. 685) nach der Richtung der Magnetaxe eine verschiedene werden. Das führte mich dazu [18], die Atomzahlen zunächst der chemischen Elemente mit ihrer magnetischen Wirkung zu vergleichen. Ist n die Anzahl von Atomen eines Elementes, welche in der Volumeneinheit enthalten sind, ist s das Gewicht der Volumeneinheit oder das specifische Gewicht, und ist a das auf chemischem Wege gefundene Gewicht eines Atoms, so ist $an = s$ oder

$$n = \frac{s}{a}.$$

In der folgenden Tabelle sind nun für die in der ersten Columne verzeichneten Elemente in der zweiten Columne die Atomgewichte a für Wasserstoff = 1 nach STRECKER's „Atomgewichte der Elemente“ (Braunschweig 1859) zusammengestellt. Bei einigen Elementen wie Schwefel, Wismuth u. s. w. werden von Einigen die Atomgewichte verdoppelt; es sind deshalb diese Elemente mit der Bezeichnung a, b doppelt in die Tabelle aufgenommen. In der dritten Columne befinden sich die specifischen Gewichte s nach den Angaben in GMELIN's „Handbuch der Chemie“, und zwar sind beim Vorhandensein mehrerer Bestimmungen die grössten und die kleinsten Zahlen verzeichnet. Hier ist im Allgemeinen Wasser = 1 gesetzt, für die gasförmigen Elemente aber Wasserstoff = 1. Die vierte Columne enthält die relativen Atomzahlen $n = \frac{s}{a}$, und diese drücken die Anzahl von Atomen eines Elementes aus, welche in demselben Raum enthalten sind, in welchem sich ein Atom Wasserstoff befindet. Zu dem Ende sind die specifischen Gewichte der festen und tropfbaren Körper mit 11111,1 multiplicirt, unter der Voraussetzung, dass das specifische Gewicht des Wassers 770 mal grösser ist, als das der atmosphärischen Luft, und dass das Wasserstoffgas 0,0693 betrage für Luft = 1. Die fünfte Columne enthält die relativen Atomabstände, für welche der Abstand zweier Wasserstoffatome = 100 gesetzt ist. In der sechsten Columne endlich sind kurze Bemerkungen über das magnetische Verhalten der Elemente zusammengestellt.

A. Paramagnetische Elemente.

Elemente	Atomgew. für $H = 1$ a	Specif. Gewicht für $HO = 1$	Atomzahl $n = \frac{s}{a}$	Abstand $= n^{-\frac{1}{3}}$	Bemerkungen.
Nickel	29	8,279 9,261	3172 3548	6,81 6,56	Nickel wird bei der Siedehitze des Oels von gewöhnlichen Magneten nicht mehr gerichtet, von Elektromagneten aber stets (FARADAY 2346). Alle Nickelsalze sind paramagnetisch.

Elemente	Atomgew. für $H=1$ a	Specif. Gewicht für $HO=1$	Atomzahl $n=\frac{s}{a}$	Abstand $=n^{-\frac{1}{3}}$	Bemerkungen.
Kobalt	30	7,7 9,495	2852 3517	7,05 6,58	Kobalt bleibt auch in höchsten Temperaturen für schwache Kräfte paramagnetisch. Alle Salze sind paramagnetisch.
Eisen	28	7,788 7,8439	3090 3113	7,53 7,46	Eisen wird schon durch die Hitze einer Weingeistlampe für schwache Kräfte unempfindlich, ein Elektromagnet richtet es stets. Das gelbe Blutlaugensalz und die Blutkörperchen sind diamagnetisch.
Mangan	27,6	6,85 8,013	2758 3226	7,13 6,77	Mangan ist nach Faraday u. A. paramagnetisch.
B. Schwach paramagnetische, auch diamagnetische Elemente.					
Zink	32,5	6,9154	2364	7,51	Zink fand Faraday diamagnetisch (2399). In niederen Temperaturen ist es paramagnetisch.
Rhodium	52	11	2350	7,52	Rhodium fand Faraday „wahrscheinlich“ diamagnetisch (2387).
Chrom	26,2	5,9	2502	7,37	Chromsalze fand Faraday theils paramagnetisch, theils diamagnetisch; das erstere aber desto mehr, je mehr Chrom sie enthielten (2374—2376).
Palladium	53	11,04 12,148	2313 2547	7,56 7,32	Palladium erklärt Faraday für paramagnetisch, seine Salze aber für diamagnetisch (2382).
Platin	99	20,857 21,5	2341 2413	7,53 7,46	Platin und Platinschwamm wurden von Faraday als paramagnetisch, die Salze aber als diamagnetisch erklärt (2379).
Wolfram	92	17,22 17,6	2080 2126	7,84 7,78	Nach Faraday diamagnetisch (2389).
Irid	98,6	15,588 18,68	1756 2105	8,29 7,80	Irid erklärt Faraday für zweifelhaft diamagnetisch (2386).
C. Diamagnetische Elemente.					
Kadmium	56	8,604 9,05	1707 1746	8,37 8,23	Diamagnetisch nach Faraday (2399).
Quecksilber	100	13,5592 13,613	1507 1513	8,72 8,71	Entschieden diamagnetisch.
a. Schwefel {Säule Oktaeder	16	1,982 2,0454	1367 1420	8,99 8,90	Diamagnetisch nach verschiedenen Beobachtern.
Zinn	58	7,291 7,299	1397 1398	8,95 8,94	Diamagnetisch nach Faraday (2399); paramagnetisch nach Oersted (?) (*Ann. ch. ph.* 24).

	Atomgew. für $H = 1$ a	Specif. Gewicht für $HO = 1$	Atomzahl $n = \frac{s}{a}$	Abstand $= n^{-\frac{1}{3}}$	Bemerkungen.
Blei	103	11,3305 11,445	1222 1234	9,35 9,32	Diamagnetisch nach FARADAY, desgl. seine Verbindungen, ebenso nach E. BECQUEREL (*Ann. ch. ph.* 28).
a. Selen	39,5	4,3 4,32	1210 1215	9,39 9,37	Diamagnetisch nach E. BECQUEREL (*Ann. ch. ph.* 28).
Osmium	100	10 (?)	1111	9,66	Paramagnetisch nach FARADAY, wurde aber dem Nullpunkt sehr nahe gestellt.
Gold	196	19,2 19,4	1088 1100	9,72 9,69	Diamagnetisch nach FARADAY (2399).
Silber	108	10,428 10,510	1073 1081	9,77 9,74	Diamagnetisch nach FARADAY (2399).
a. Wismuth	104	8,1735 8,968	873 958	10,71 10,14	Entschieden diamagnetisch.
Arsen	75	5,6281 5,959	834 883	10,62 10,42	Schwach diamagnetisch nach FARADAY (2383).
Antimon	120,3	6,7006 6,860	620 635	11,72 11,63	Entschieden diamagnetisch.
Phosphor	31	1,896 2,089	680 749	11,37 11,01	Entschieden diamagnetisch.
b. Schwefel { Säule Oktaeder	32	1,982 2,0454	683 710	11,33 11,21	
Barium	68,6	4,0 (?)	648	11,56	Diamagnetisch nach FARADAY (2395).
b. Selen	79	4,3 4,32	605 607	11,83 11,81	
Natrium	23	0,9348 0,97223	452 470	13,03 12,86	Diamagnetisch nach FARADAY (2396).
b. Wismuth	208	8,1735 8,968	436 479	13,18 12,78	
Jod	126	4,948	436	13,18	Diamagnetisch nach FARADAY (2280).
Brom	80	2,966 2,99	412 415	13,44 13,40	?
Kalium	39	0,86507	246	31,90	Diamagnetisch nach FARADAY (2396).

D. Gase und Dämpfe.

		für $H = 1$			
Wasserstoff	1	1	1	100	Diamagnetisch.
Jod	12,7	12,6	1	100	Indifferent, vielleicht diamagnetisch.
Brom	80	78,4	1	100	Ebenso.
Chlor	35,5	35,5	1	100	Ebenso.

	Atomgew. für $H=1$ a	Specif. Gewicht für $H=1$	Atomzahl $n=\frac{s}{a}$	Abstand $=n^{-\frac{1}{3}}$	Bemerkungen.
Stickstoff	14	14	1	100	Indifferent.
Sauerstoff	16	16	1	100	Das jetzt allgemein gegen früher verdoppelte Atomgewicht des Sauerstoffs bringt ihn in die Reihe der einatomigen Gase. Sauerstoff ist paramagnetisch.

E. Ausnahmen.

		für $HO=1$			
Kupfer	31,7	8,914	3124	6,84	Kupfer ist schwach diamagnetisch, mehre seiner Verbindungen aber paramagnetisch. Nach seiner Atomzahl würde es sich jedoch zwischen Kobalt und Eisen ordnen.
		8,952	3138	6,83	
Diamant a.	6	3,5	6481	5,36	Brugmans [19] beobachtete, dass alle von ihm untersuchten Diamanten dem Stahlmagneten folgten, einige sogar Polarität annahmen. Andere Untersuchungen sind mir nicht bekannt geworden.
b.	12		3240	6,76	
Holzkohle a.	6	1,57	2907	7,01	Holzkohle verhält sich gegen entfernte Magnetpole nach Plücker paramagnetisch, gegen nahe diamagnetisch.
b.	12		1453	8,83	

Nach dieser Zusammenstellung ist die nahe Beziehung zwischen dem paramagnetischen und diamagnetischen Verhalten der aufgeführten Körper zu deren grösserer oder geringerer Häufung der Atome unzweideutig. Wenn auch andere Einflüsse nicht geleugnet werden dürfen, wenn dieselben bewirken, dass z. B. Eisen die erste Stelle in der ersten, Chrom die erste in der zweiten Gruppe u. s. w. einnehmen müssten, so sind diese doch von geringerem Belang, als der Abstand der kleinsten Theilchen. Sicher haben die am entschiedensten paramagnetischen Elemente durchschnittlich die grössten Atomzahlen; dann folgen zweifelhaft paramagnetische bis diamagnetische Elemente mit geringeren, dann die diamagnetischen Elemente mit noch geringeren Atomzahlen. Schwefel, Selen und Wismuth verbleiben in der letzteren Reihe, mag man ihr Atomgewicht, der älteren Annahme zufolge, einfach oder nach der neueren Annahme doppelt setzen. Hierauf folgen die Gase und Dämpfe, deren Atome den grössten und alle denselben Abstand haben. Sie verhalten sich so gut als indifferent gegen den Magneten, und nur für Wasserstoff wurde in einem Falle (vergl. S. 582) eine Abstossung beobachtet. Unter ihnen befindet sich der Sauerstoff als stark paramagnetisches Element. Das Atomgewicht und somit auch die Atomzahl werden aus den chemischen Verbindungen dieses Elementes bestimmt, in denen es in jedem Fall im ozonisirten Zustand enthalten ist. Die magnetischen Eigenschaften sind dagegen nur an freiem Sauerstoff dargethan, der, auch wenn er sehr ozonhaltig ist, doch mit einer verschwindend kleinen Menge dieser allotropischen Modification gemengt ist. Die Atome des gewöhnlichen Sauerstoffs betrachtet man jedoch als Zusammenlagerungen von zwei oder mehren Atomen des Ozons. Sonach würde der magnetisch untersuchte Sauerstoff insofern eine Ausnahme von den Gasen und Dämpfen machen, als ihm nur die Atomzahl ½

oder eine noch geringere zugeschrieben werden dürfte. Endlich folgen noch ein paar Ausnahmen von der Regel. Das Kupfer und der Kohlenstoff als Diamant würden sich nach ihren Atomzahlen unter die eigentlich paramagnetischen Elemente stellen, der Diamant würde sogar weit jenseit dieser Gruppe liegen, wenn die Zahl 6 für sein Atomgewicht maassgebend wäre. Immerhin ist das Kupfer sehr schwach diamagnetisch und hat paramagnetische Verbindungen, und leider ist das magnetische Verhalten des Diamants ausser der in der obigen Anmerkung herangezogenen Untersuchung noch nicht näher erforscht. Die Holzkohle hat ihr eigenthümliches Verhalten dem Eisengehalt zu danken, im übrigen reiht sie sich mit ihrer Atomzahl 1453 zwischen Quecksilber und Schwefel.

VIII. Diese Hindeutungen veranlassten mich, zu versuchen, ob sich nicht die diamagnetische Polarität der Körper auch erklären lasse durch eine mit der paramagnetischen gleichartige Vertheilung in den kleinsten Theilchen. Würden sich auf diese Annahme alle diamagnetischen Erscheinungen zurückführen lassen, so wäre dadurch mindestens so viel gewonnen, dass man nicht derselben erregenden Magnetkraft zwei einander entgegengesetzte Erregungsweisen beimessen müsste, je nachdem ihr Angriffspunkt ein Eisentheilchen im Eisenoxyd, oder je nachdem es ein Eisentheilchen im Blutlaugensalz ist. Es würde dann auch durch dieselbe Kraft ein kleinstes Eisentheilchen und ein kleinstes Wismuththeilchen qualitativ gleich erregt werden, ob dem Grad nach verschieden, mag dahingestellt bleiben. Um aber die Möglichkeit herzuleiten, dass bei gleichartiger Erregung der kleinsten Theilchen je nach deren Zusammenlagerung ein Körper in seiner ganzen Masse in einem Fall sich der Erregungsstelle annähert, in einem andern vor derselben zurückweicht, mag zunächst über die Wirkungsweise einer magnetischen Querschicht ausführlicher gehandelt werden, als es bisher geschehen konnte.

In §. 17 wurde gezeigt, dass die Scheidung der Magnetkräfte zunächst in denjenigen kleinsten Theilchen stattfindet, welche in der Peripherie eines Magnetstabes liegen, und dass dann diese polare Vertheilung in dem Maasse nach der Magnetaxe vordringt, als die erregenden Ursachen zunehmen. Sonach müssen wir die Wirkung einer zur Magnetaxe senkrecht stehenden Schicht eines magnetisirten Körpers auf einen ausserhalb befindlichen Magnetpol so betrachten, dass blos ihre peripherischen, nicht die centralen Theilchen denselben anziehen oder abstossen. Es sei zu dem Ende in *Fig. 412* der sehr flache Cylinder $s n n_1 s_1$ eine Querschicht magnetischer Theilchen, m der Mittelpunkt der mittleren Fläche, $m\nu$ die magnetische Axe, $mc = mc_1$ der Halbmesser $= R$, und es kehren die polaren Theilchen ihre Südpole s nach vorn, ihre Nordpole n nach hinten. In der magnetischen Axe befinde sich ein nordmagnetisches Theilchen ν in einem Abstand D vom Mittelpunkt m, es seien c und c_1 die Mitten zwischen n und s, n_1 und s_1, die Abstände $c_1\nu = c\nu$ werden mit r und die halben Scheidungsweiten $c_1 s_1 = c_1 n_1 = cs = cn$ werden mit l bezeichnet. Ist überdem noch der Winkel $\nu c_1 s_1 = c_1 \nu m \ldots = \psi$, so wird ν von s_1 angezogen mit einer Kraft $+\frac{\beta\mu}{\nu s_1^2}$ und von n_1 ab-

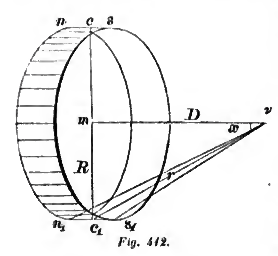


Fig. 412.

gestossen mit einer Kraft $-\frac{\beta\mu}{\nu n_1^2}$, wenn β die in s_1 und n_1 und wenn μ die in ν zur Vertheilung gekommenen Einheiten der Magnetkraft bezeichnet. Mit gleicher Stärke wirken aber s und n auf ν, folglich werden die parallel zu $m\nu$ gehenden Compo-

nenten der Kräfte sich addiren, die parallel zu cm gehenden Componenten sich aufheben. Da nun $\nu s_1 = \nu s = r - l\cos\psi$ ist und $\nu n_1 = \nu n = r + l\cos\psi$, so ist die Kraft, mit welcher ν in der Richtung nm gezogen wird, ausgedrückt durch

$$2\beta\mu\left\{\frac{r\cos\psi - l}{(r - l\cos\psi)^3} - \frac{r\cos\psi + l}{(r + l\cos\psi)^3}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1).$$

Wie die magnetischen Elemente $n_1 s_1$ und ns wirken aber alle in der Peripherie der Querschicht liegenden Elemente, folglich wird ihre Gesammtwirkung A_1 auf ν erhalten durch Multiplication dieses Ausdruckes mit πR und es ist sonach

$$A_1 = 2\pi\beta\mu R\left\{\frac{r\cos\psi - l}{(r - l\cos\psi)^3} - \frac{r\cos\psi + l}{(r + l\cos\psi)^3}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2).$$

Dieser Ausdruck ist, abgesehen von dem constanten Coefficienten, kein anderer als der in §. 47 aus den Gleichungen 5) und 6) hervorgegangene. Wird er ähnlich wie jener entwickelt, so ergiebt sich

$$A_1 = 4\pi\beta\mu\frac{lR}{r^3}(2\cos\psi^2 - \sin\psi^2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

oder für

$$\cos\psi = \frac{D}{\sqrt{R^2 + D^2}}, \quad \sin\psi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + D^2}} \quad \text{und} \quad r = \sqrt{R^2 + D^2}$$

$$A' = 4\pi\beta\mu\frac{lR}{(R^2 + D^2)^{\frac{5}{2}}}(2D^2 - R^2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4a).$$

Unter der Voraussetzung, dass die peripherischen magnetischen Elemente ns, $n_1 s_1 \ldots$ die gegen R sehr geringe Breite Δ haben, ist dieser Werth noch mit Δ zu multipliciren und geht über in

$$A'_1 = 4\pi\beta\mu\frac{l\Delta R}{(R^2 + D^2)^{\frac{5}{2}}}(2D^2 - R^2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4b).$$

Zu demselben Ergebnisse führen die Principien der AMPÈRE'schen Theorie. Nach AMPÈRE's Annahme (vergl. S. 237) würde die Vertheilung in einer magnetisirten Querschicht darzustellen sein wie in *Fig. 413*. Kehrte die Querschicht ihre Südseite nach vorn, so würden alle ihre Theilchen umflossen von Strömen im Sinne der Kreispfeile, und wegen der nach aussen sich aufhebenden Wirkung der benachbarten entgegengerichteten Componenten würde die Gesammtwirkung der peripherischen Componenten äquivalent erachtet werden können der eines Stromes, welcher die Querschicht im Sinne ab umfliesst. Nach dem eben Erörterten fallen aber die centralen Elementarströme fort und die magnetische Querschicht müsste dargestellt werden wie in *Fig. 414*. Jetzt heben sich blos die senkrecht zur Peripherie fallenden Componenten der Elementarwirkungen auf, während die in die äussere Peripherie fallenden einem Strome ab, die in die innere Peripherie fallenden einem gleich starken Strome von entgegengesetzter Richtung $\alpha\beta$ äquivalent zu setzen sind. Stellt nun in *Fig. 415* cc_1 den äusseren Stromkreis, dd_1 den entgegenlaufenden inneren Stromkreis dar, habe ersterer einen Halbmesser $mc = R$ und letzterer einen Halbmesser $md = R - \Delta$, so erhalten

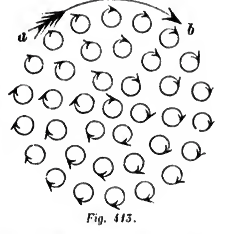


Fig. 413.

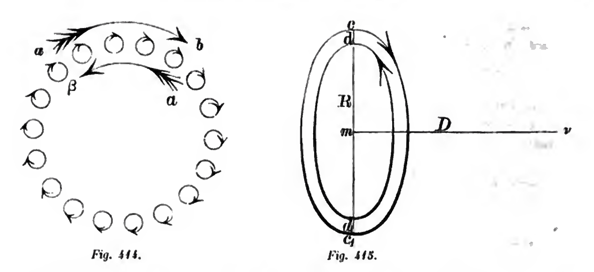


Fig. 414. Fig. 415.

wir nach Gleichung 2) in §. 10 auf S. 53 für die Wirkung des äusseren Kreises auf eine in der Axe und um die Grösse D vom Mittelpunkt m abstehendes nordmagnetisches Theilchen ν den Ausdruck

$$2\pi\mu S \frac{R^2}{(R^2+D^2)^{\frac{3}{2}}},$$

wenn μ die Anzahl der magnetischen Einheiten in ν und S die Anzahl der Stromeinheiten in cc_1 bedeutet. Die analoge Wirkung des Stromes dd_1 auf ν ist dann

$$-2\pi\mu S \frac{(R-\varDelta)^2}{[(R-\varDelta)^2+D^2]^{\frac{3}{2}}}$$

und somit die gleichzeitige Wirkung beider

$$A_2 = 2\pi\mu S \left\{\frac{R^2}{(R^2+D^2)^{\frac{3}{2}}} - \frac{(R-\varDelta)^2}{[(R-\varDelta)^2+D^2]^{\frac{3}{2}}}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5),$$

woraus unter der Voraussetzung eines sehr kleinen Werthes von $\varDelta$ sich durch Entwickelung ergiebt

$$A_2 = 2\pi\mu S \frac{\varDelta R}{(R^2+D^2)^{\frac{5}{2}}} (2D^2 - R^2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6).$$

Die Gleichungen 4) und 6) werden identisch für

$$2l\beta\varDelta = S\varDelta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7).$$

Setzt man demgemäss $4\pi\beta\mu l\varDelta = 2\pi\mu S\varDelta = C$, so wird

$$A'_1 = A_2 = A = C \frac{R}{(R^2+D^2)^{\frac{5}{2}}} (2D^2 - R^2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8a).$$

Offenbar wird nun

$$A = 0 \quad \text{für} \quad D = R\sqrt{\frac{1}{2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8b).$$

In dem durch diese Gleichung gegebenen Abstand vom magnetischen Querschnitt wird also ein magnetisches Theilchen weder angezogen noch abgestossen. In geringerem Abstand, $D < R\sqrt{\frac{1}{2}}$, wird das nordmagnetische Theilchen von dem Querschnitt. der ihm seine befreundete Südseite zukehrt, abgestossen, ein südmagnetisches Theil-

chen wird angezogen. Eine in so geringem Abstand vom Querschnitt befindliche Magnetnadel wird also ein anormales Drehungsmoment erfahren. Wird $D > R\sqrt{\frac{1}{2}}$, so wird das Drehungsmoment normal, es wird aber mit wachsendem Abstand zunehmen, weil es in immer günstigere Lagen zu den Polen der Elementarmagnete kommt; abnehmen wird es dagegen, weil die Kraft jedes einzelnen Poles mit dem Quadrate des Abstandes sich vermindert. Daraus resultirt ein Maximum des Drehungsmomentes, und dieses findet sich an einer Stelle, für welche der erste Differentialcoefficient nach D des Ausdruckes unter 8) gleich Null wird. Es ist aber

$$\frac{dA}{dD} = \frac{3D(3R^2 - 2D^2)}{R^2 + D^2} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 9),$$

wenn

$$D = R\sqrt{\frac{3}{2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 10).$$

Zwischen $D = R\sqrt{\frac{1}{2}}$ bis $D = R\sqrt{\frac{3}{2}}$ ist also die Drehung einer Magnetnadel normal und nimmt zu, weil der befreundete Pol immer stärker angezogen, der feindliche Pol immer stärker abgestossen wird. In grösseren Abständen, $D > R\sqrt{\frac{2}{3}}$ nimmt endlich die Drehung wieder ab und erlangt für $D = \infty$ das Minimum $= 0$.

Die folgende Versuchsreihe bestätigt diese Rechnung. Es wurde senkrecht zum magnetischen Meridian ein in Millimeter getheilter Maassstab auf einem Tisch befestigt. Ueber der Mitte desselben schwebte in einem Glaskästchen an einem Seidenfaden ein mit einem Spiegel versehener kleiner Magnetstab von 25^{mm} Länge und $6\frac{1}{2}$^{mm} Breite und Dicke. Auf der Westseite des Magneten wurde vertikal eine Scheibe von fester Pappe parallel zum magnetischen Meridian aufgestellt. Auf derselben war ein Ring, ebenfalls aus Pappe bestehend, aufgeklebt, von 233^{mm} äusserem und 216,5^{mm} innerem Durchmesser und 3^{mm} Dicke, welcher dazu diente, auf der äuseren Peripherie 20 Windungen ganz dünnen übersponnenen Kupferdrathes, und in ihrem Inneren eine eiserne Scheibe von ebenfalls 216,5^{mm} Durch- und 3^{mm} Dicke aufzunehmen. Diese Platte repräsentirt so eine magnetische Querschicht, wenn ein Strom in dem sie umgebenden Kupferdrath umläuft. Sie stand mit dem Drathgewinde parallel zum Magneten und konnte in verschiedene an der Skale genau messbare Abstände von demselben gebracht werden. Der Magnet stand genau in der Höhe vom Centrum der Eisenscheibe, befand sich also in deren magnetischer Axe. — Eine ähnliche Drathspirale, doch ohne Eisenplatte, wurde auf der Ostseite des Magneten aufgestellt und durch beide, sowie durch eine entfernte Tangentenbussole mit vier Kreisdräthen lief der Strom von meistentheils 3 kleinen GROVE'schen Elementen. Die Schwingungen des Magneten wurden durch ein Fernrohr an einer unter demselben befindlichen Skale in gewöhnlicher Weise aus einem Abstand von 2105^{mm} abgelesen. Die Versuche wurden immer damit begonnen, den Stand des Magneten ohne Einfluss von Strom oder Eisenplatte zu ermitteln, und als solcher wurde das Mittel aus 6 Gleichgewichtslagen zwischen je zwei aufeinanderfolgenden und direct beobachteten grössten Ausschlägen betrachtet. Dann wurde der Strom geschlossen und das östliche Gewinde so lange verschoben, bis es die durch das westliche noch nicht mit der Eisenplatte versehene Gewinde bewirkte Ablenkung möglichst genau compensirte. Demnächst wurde der Strom wieder

geöffnet und in den westlichen Drathkreis die Eisenplatte gestellt. Die durch den remanenten Magnetismus der letzteren bewirkte Magnetometerablenkung musste dann ebenfalls und zwar durch einen auf der Ostseite aufgestellten kleinen Magneten compensirt werden, bis auch hier die Einstellung wieder die ursprüngliche war. Für beide Compensationen wurde jedoch abermals eine Beobachtung von je 7 grössten Ausschlägen gemacht, um die unter diesen Einflüssen noch statthabende geringe Ablenkung genau zu ermitteln. Dann folgte die Beobachtung der Ablenkung des Magnetometers, wenn der Strom wieder geschlossen war und durch ihn die Platte magnetisirt wurde. Zur Controle wurde dann nochmals der Stand des Magneten unter Einfluss der Eisenplatte ohne Strom, dann sein Stand bei Wegnahme der Platte und Schliessung des Stromes und endlich seine Ruhelage ohne Strom und ohne Platte untersucht, Beobachtungen, bei denen sich die Gleichgewichtslage unter Einfluss des Stromes oder der Platte allein nach der Magnetisirung der letzteren merklich geändert hatte, wurden verworfen, indem das ein Zeichen war, dass beim Einlegen der Platte die ihn umkreisende Strombahn ihre Stellung gegen den Magneten nicht vollkommen bewahrt hatte. Die Aenderung in der Stellung des Magneten zu Anfang und zu Ende jeder Versuchsreihe konnte nur herrühren von Aenderungen in den ausser dem Bereich der Versuche liegenden Einflüssen. Sie wurden der verflossenen Zeit, die in den meisten Fällen mehr als eine Stunde betrug, proportional gesetzt und behufs Correction der Einzelbeobachtungen auf diese repartirt. Eine andere Correction wurde geboten durch die immerhin mangelhaften Compensationen der directen Wirkungen des Stromes allein und der Eisenplatte allein auf den Magneten, und eine dritte durch die wechselnde Stärke des an der Tangentenbussole gemessenen magnetisirenden Stromes bei verschiedenen Versuchsreihen. Bei den folgenden 13 Versuchsreihen schwankte die Stromstärke zwischen tg $24^{0},5$ und tg $22^{0},2$ und für diese geringen Unterschiede konnte die Ablenkung des Magneten durch die magnetisirte Eisenplatte der Stromstärke proportional gesetzt und für alle auf einen Strom gleich tg 45^{0} zurückgeführt werden, obschon bei grossen Unterschieden in der Stromstärke, wie gezeigt werden wird, diese Annahme nicht mehr genau ist. In dem Folgenden sind nun in der oberen Reihe die „Abstände" des Magneten von der Mitte der Dicke der Platte verzeichnet und in der darunter stehenden befinden sich die zugehörigen corrigirten „Ablenkungen" in Skalentheilen, um welche sich der Magnet aus seiner Gleichgewichtslage entfernt haben würde, wenn die Platte durch einen Strom = tg 45^{0} magnetisirt worden wäre. Die Versuchsanordnung war eine solche, dass der die Platte magnetisirende Strom allein das Magnetometer stets nach höheren Skalentheilen trieb. Die normale Ablenkung des letzteren durch die magnetisirte Platte ist also eine solche, welche das Magnetometer ebenfalls nach höheren Skalentheilen ausschlagen lässt, und sie ist mit (+) bezeichnet; die anormale Ablenkung des Magnetometers durch die magnetisirte Platte zeigt sich dagegen durch niedere Skalentheile und diese ist mit (—) bezeichnet. So ergab sich denn bei einem

Abstand =	68,5mm	70,5	72,5	74,5	76,5	78,5
die Ablenkung =	— 258,0	— 223,3	— 71,67	— 41,77	— 27,55	+ 36,1

Abstand =	80,5mm	82,5	84,5	87,5	92,5	97,5	102,5
Ablenkung =	+ 151,1	+ 107,2	+ 111,0	+ 141,7	+ 199,1	+ 207,0	+ 216,3

Erwägt man, dass während der langen Dauer dieser Versuchsreihen die als constant vorausgesetzten auf die Magnetnadel wirkenden Kräfte (Erdmagnetismus u. s. w.) in Wahrheit nicht constant geblieben sein werden, dass vielmehr eine Aenderung derselben auf die hier zu messenden Kräfte von beträchtlichem Einfluss ist; erwägt

man ferner, dass bei Entwickelung der Formel eine Lage der Magnetpole in der Axe der Platte vorausgesetzt wurde, dass aber trotz der gewählten Kürze des Magnetometerstabes das nicht annähernd erreicht werden konnte: so schliessen sich die gewonnenen Zahlen der aufgestellten Formel genügend an. Es ist aber nicht einmal nöthig, auf diese Details einzugehen, vielmehr zeigen die Zahlen in Uebereinstimmung mit der Formel das, worauf es zunächst ankommt, dass nämlich die magnetische Querschicht in nächster Nähe den befreundeten Pol eines Magneten abstösst, den feindlichen anzieht, dass dann sich eine Stelle vorfindet, wo die Wirkung $= 0$ ist (in dem Versuche bei $77^{mm},35$ nach der Formel bei $76^{mm},54$), und dass bei grösseren Abständen zwischen Querschicht und Magnet der befreundete Pol zwar angezogen und der feindliche Pol abgestossen wird, dass das aber mit zunehmender Kraft bei zunehmendem Abstand bis zu einem gewissen Maximum geschieht.

Die Bestätigung der Rechnung durch den Versuch rechtfertigt abermals die zu derselben gemachte Voraussetzung, dass nämlich die magnetische Vertheilung im Allgemeinen blos in den peripherischen, nicht in den centralen Elementen eines Querschnittes stattfindet.

Hieraus geht aber hervor, dass, wenn die Axe des Magnetometerstabes mit der Axe der Eisenplatte zusammenfällt und wenn der Stab sich mit seiner ganzen Masse in dieser Axe frei bewegen kann, während er der Eisenplatte den befreundeten Pol zuwendet, den feindlichen von ihr abkehrt, dass er dann nichts destoweniger von der Platte zurückweichen muss, bis zum $\sqrt{\frac{3}{2}}$fachen ihres Halbmessers. Das trifft um desswillen zu, weil zwischen Platte und Nullpunkt $\left(= R\sqrt{\frac{1}{2}}\right)$ der nähere befreundete Pol stärker zurückgestossen, als der entferntere feindliche angezogen wird, und weil zwischen dem Nullpunkt und dem Maximumpunkt $\left(= R\sqrt{\frac{3}{2}}\right)$ der nähere befreundete Pol schwächer angezogen, als der entferntere feindliche abgestossen wird. Jenseits des Maximumpunktes muss dagegen die normale Erscheinung eintreten. Sonach muss aber auch umgekehrt die magnetisirte Eisenplatte, wenn sie nur in der Richtung ihrer Axe beweglich ist und ihr gegenüber ein befreundeter Magnetpol fest aufgestellt wird, vor demselben zurückweichen bis zum $\sqrt{\frac{3}{2}}$fachen ihres Halbmessers, und erst in grösserem Abstand wird sie angezogen.

Diese Sätze gelten nur so lange, als die magnetische Vertheilung bis zu einer gegen die übrigen Dimensionen sehr kleinen Grösse von der Peripherie nach dem Centrum der Platte vorgedrungen ist. Nach dem in §. 47, S. 673 Gesagten dringt aber die polare Vertheilung proportional zur erregenden Kraft nach dem Centrum vor. Um die daraus resultirenden Modificationen der vorigen Sätze zu finden, ist in der Formel 4 b) $\varDelta$ mit dR zu vertauschen und dann zwischen den Grenzen $R = R$ und $R = R - \varDelta'$ zu integriren, wo $\varDelta'$ die Anzahl von Theilen des Halbmessers der Platte bedeutet, um welche die polare Vertheilung nach dem Centrum vorgedrungen ist und wo $\varDelta'$ nicht mehr einen gegen R zu vernachlässigenden Werth besitzt. Das giebt einen Ausdruck analog der Formel 5) oder

$$A = 4\pi\beta\mu l \left\{ \frac{R^2}{(R^2 + D^2)^{\frac{3}{2}}} - \frac{(R - \varDelta')^2}{[(R - \varDelta')^2 + D^2]^{\frac{3}{2}}} \right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 9).$$

1. Dieser Werth wird gleich Null, wenn

$$\frac{R^2}{(R^2+D^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{(R-\Delta')^2}{[(R-\Delta')^2+D^2]^{\frac{3}{2}}},$$

woraus hervorgeht, dass ein in einem Abstand D von der Platte und in deren Axe liegender befreundeter oder feindlicher Magnetpol weder angezogen noch abgestossen wird, wenn

$$D^2 = \frac{R^2\sqrt[3]{\frac{(R-\Delta')^4}{R^4}} - (R-\Delta')^2}{1-\sqrt[3]{\frac{(R-\Delta')^4}{R^4}}} \quad \ldots\ldots \quad 10)$$

Dieser Abstand D ändert sich nun mit Δ', d. i. mit einem weiteren Vordringen der magnetischen Vertheilung nach dem Centrum der Platte. Dass diese Aenderung in einer stetigen Abnahme von D mit zunehmendem Δ' bestehe, lässt sich nach folgender * allgemeinen und auch auf die spätere Formel für die Maximumlage übertragbaren Ableitung übersehen. Es werde nämlich allgemein

$$D^2 = \frac{R^2\sqrt[p]{\frac{(R-\Delta')^4}{R^4}} - (R-\Delta')^2}{1-\sqrt[p]{\frac{(R-\Delta')^4}{R^4}}} \quad \ldots\ldots \quad 11)$$

gesetzt, welche Formel, wenn man

$$\sqrt[p]{\frac{(R-\Delta')^4}{R^4}} = x \quad \text{und} \quad \frac{D^2}{R^4} = y \quad \ldots\ldots \quad 12)$$

schreibt, übergeht in

$$y = \frac{x - x^{\frac{p}{2}}}{1-x} \quad \ldots\ldots \quad 13)$$

Nun kann die magnetische Vertheilung der Platte vordringen von deren Peripherie bis zum Centrum, also von $\Delta' = 0$ bis $\Delta' = R$, und zwar wird

$$\left.\begin{array}{lll} \text{für } \Delta' = 0; & x = 1, \quad y = \frac{0}{0} = \frac{p-2}{2}, & D = R\sqrt{\frac{p-2}{2}} \\ \text{für } \Delta' = R; & x = 0, \quad y = 0, & D = 0 \end{array}\right\} \quad \ldots \quad 14)$$

Möglicherweise könnte aber zwischen diesen Grenzen der Werth von D noch ein Maximum oder Minimum haben. Wäre das der Fall, so müsste der erste Differentialcoefficient von y nach x noch für einen andern als den genannten Werth $= 0$ werden. Es ist

---

* von Herrn Professor KÖNIGSBERGER gütigst ausgeführten.

$$\frac{dy}{dx} = \frac{(1-x)\left(1-\frac{p}{2}x^{\frac{p-2}{2}}\right)+(x-x^{\frac{p}{2}})}{(1-x)^2}$$

$$= \frac{1-\frac{p}{2}x^{\frac{p-2}{2}}+\frac{p-2}{2}x^{\frac{p}{2}}}{(1-x)^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 15)$$

und dieser Werth wird $=0$, wenn sein (allgemein $=z$ zu setzender) Zähler $=0$ wird, oder, was dasselbe ist, wenn

$$x^{\frac{p}{2}} - \frac{p}{p-2}x^{\frac{p-2}{2}} + \frac{2}{p-2} \equiv z = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 16).$$

Für die obigen Werthe $x=1$ und $x=0$ wird bezüglich $z=0$ und $z=\frac{2}{p-2}$, doch stellt sich noch immer keine Sicherheit heraus, ob nicht noch für einen andern Werth von x das $z=0$ werde. Wäre das der Fall, so müsste der Ausdruck für z zwischen den beiden Werthen für $x=1$ und $x=0$ ein Maximum oder Minimum haben, es müsste also $\frac{dz}{dx}$ für diese Stelle $=0$ werden. Nun ist

$$\frac{dz}{dx} = \frac{p}{2}x^{\frac{p-2}{2}} - \frac{p}{2}x^{\frac{p-4}{2}} = \frac{p}{2}x^{\frac{p-4}{2}}(x-1) \quad . \quad . \quad . \quad 17).$$

Dieser Ausdruck wird jedoch nur $=0$, wenn entweder $x=1$ oder wenn $x=0$. Es nimmt also D stetig ab von $\varDelta'=0$ bis $\varDelta'=R$, und somit liegt der in der Axe einer magnetischen Kreisplatte befindliche Ort mangelnder Anziehung oder Abstossung nur in dem einen Fall am weitesten von derselben ab, wenn die magnetische Vertheilung blos am Rand derselben stattgefunden hat; bei weiterem Vordringen der Vertheilung nach dem Centrum der Platte nähert sich aber dieser Ort derselben stetig an, und fällt in die Platte selbst, wenn die Vertheilung bis zu ihrem Mittelpunkt vorgedrungen ist.

2. Durch Differentiation von Gleichung 9) nach D ergiebt sich

$$\frac{dA}{dD} = 4\pi\beta\mu l \cdot 3D\left\{\frac{(R-\varDelta')^2}{[(R-\varDelta')^2+D^2]^{\frac{5}{2}}} - \frac{R^2}{(R^2+D^2)^{\frac{5}{2}}}\right\} \quad . \quad . \quad 18).$$

Dieser Werth ist gleich Null für $D=\infty$, für $D=0$ und für

$$D^2 = \frac{R^2\sqrt[5]{\frac{(R-\varDelta')^4}{R^4}}-(R-\varDelta')^2}{1-\sqrt[5]{\frac{(R-\varDelta')^4}{R^4}}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 19).$$

Im ersten Fall wird dadurch ein Minimum der Anziehung angezeigt, indem in unendlicher Entfernung $A=0$ wird. Im zweiten Fall wird wiederum ein Minimum der Anziehung eines befreundeten Poles durch die Platte angezeigt, indem der-

selbe an der Platte selbst mit der grössten Kraft $A = -4\pi\beta\mu l \Delta' R^2 (R - \Delta')^2$ abgestossen wird. Im Falle der Formel 12) erhält aber die Anziehung des befreundeten und die Abstossung des feindlichen Poles ein Maximum. Diese Formel gestattet im Uebrigen dieselbe Discussion wie die Formel 10), so dass auch das Maximum der Anziehung am weitesten von der Platte abliegt, wenn nur ihr Rand einer magnetischen Vertheilung unterworfen ist. Bei weiterem Vordringen der magnetischen Vertheilung nach dem Centrum der Platte, also bei wachsender Stromstärke nähert sich das Wirkungsmaximum der Platte an. Wird endlich $\Delta' = R$, sollen also alle Stellen der Platte gleichmässig magnetisirt sein, wie das nach *Fig. 413* von Ampère für jede magnetische Erregung angenommen wurde, so fällt das Maximum der Anziehung in die Platte selbst. In diesem Falle geht die Formel 9) über in die Formel für den elektrodynamischen Kreis auf S. 75, es gilt also die für die letztere dort gepflogene Discussion auch für erstere.

3. Wenn es richtig ist, dass das magnetische Moment $2\beta l$ der kleinsten Theilchen sich proportional zur erregenden Kraft, also z. B. bei Elektromagneten proportional zur magnetisirenden Stromstärke ändert, so muss auch A in der Formel 9) proportional zur erregenden Kraft wachsen oder abnehmen. Wenn dagegen nach der Hypothese in §. 47 auf S. 672 für jede Kraft das Moment $2\beta l$ constant bleibt, dagegen mit wachsender Stromstärke eine grössere Anzahl von Theilchen polar werden, so wächst Δ' proportional zu derselben, es ist aber A in der Formel 9) der erregenden Kraft nicht mehr proportional. Die folgenden Versuche sprechen für die letztere Annahme. Die Beobachtungsmethode und die Apparate waren ganz dieselben, wie die auf S. 807 beschriebenen. Die Eisenplatte mit dem sie magnetisirenden Kreisstrom wurde in einem bestimmten Abstand von der Magnetometernadel erhalten, der in der hier anzuführenden Reihe von Mitte der Platte bis Mitte der Nadel $104^{mm},5$ betrug, also dem Maximumabstand $= 108^{mm},25$ für ein sehr kleines Δ ziemlich nahe war. Dann wurde nacheinander immer als Mittel aus 6 Gleichgewichtslagen zwischen je 2 aufeinanderfolgenden direct beobachteten grössten Ausschlägen 1. die Ruhelage des Magnetometers, 2. die Ruhelage unter Einfluss des möglichst compensirten Stromes ohne Platte, 3. dieselbe unter Einfluss der compensirten Platte allein, 4. dieselbe unter Einwirkung eines um die Platte laufenden Stromes von zwei, drei, vier, fünf Grove'schen Elementen und endlich 5. dieselbe mit Beseitigung von Strom und Platte ermittelt. Die folgende Tabelle enthält die Beobachtungs- und Rechnungsergebnisse. Die erste Columne enthält die Beobachtungstitel; die zweite die zugehörige Zeit; die dritte die aus den Beobachtungen gezogenen Mittelwerthe in Theilstrichen der Skale; die vierte Columne enthält die beobachteten Ausschläge an der Tangentenbussole; die fünfte die corrigirten Ausschläge der Magnetometernadel in Skalentheilen für die verschiedenen Stromstärken; in der sechsten Columne endlich sind die Quotienten aus den corrigirten Ausschlägen durch die Stromstärke verzeichnet

	Zeit	beobachtete Werthe	Ausschläge der Tangentenbussole $= s$	Magnetometerausschläge $= a$	$\frac{a}{s}$
Ruhelage	$10^h\ 47^m$	494,34	—	—	—
compens. Strom	11 7	494,22	—	—	—
compens. Platte	11 34	493,63	—	—	—
2 Elemente	11 52	540,31	tg 16°,32	46,83	159,9
3 Elemente	11 59	565,53	tg 22°,17	71,94	176,5
4 Elemente	12 9	594,57	tg 28°,32	100,82	187,1
5 Elemente	12 17	624,28	tg 32°,95	130,40	201,2
Ruhelage	12 25	495,91	—	—	—

Die Zahlen in der letzten Columne wachsen regelmässig und zeigen somit, dass die Proportionalität zwischen Stromstärke und Anziehung der magnetisirten Eisenplatte gegen die Magnetometernadel nicht vorhanden ist. Es werden hierdurch die Untersuchungen des §. 17 von einer andern Seite her bestätigt und es gewinnen die in §. 47 daraus gezogenen Folgerungen eine neue Stütze.

IX. Nach dem in den Nummern VII und VIII, sowie in §. 47 Gesagten classificirte ich das Verhalten der Körper, wenn sie in länglicher Form im Magnetfelde aufgehangen werden, in der folgenden dreifachen Weise.

1. Der eisenmagnetische Zustand ist dadurch charakterisirt, dass die kleinsten Theilchen der ihm unterfallenden Körper am dichtesten aneinander liegen (Atomzahl 3548 bis 2758) und dass infolge dessen die magnetische Molekularvertheilung den grössten Werth erhält. Es bedeute $uxoz$ in *Fig. 416* einen solchen länglichen eisenmagnetischen Körper und N und S seien die erregenden Magnetpole. Das von der ursprünglichen Erregung herrührende magnetische Moment irgend einer Querschicht dieses Körpers hängt ab von der Intensität der in den erregenden Polen thätigen Kraft und



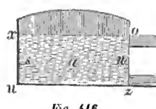




Fig. 416.

von dem Abstand, in dem sich die Querschicht von letzteren befindet. Infolge dieses Grundes allein wäre also in der mittleren Querschicht das magnetische Moment schwächer als in irgend einer anderen. Dadurch jedoch, dass jede Querschicht von $uxoz$ auf jede andere wiederum vertheilend einwirkt, entsteht eine in dem Maasse überwiegende Verstärkung des magnetischen Momentes der mittleren Schicht, als diese Molekularvertheilung einen grösseren Werth hat. Im eisenmagnetischen Zustand, wo die Molekularvertheilung den grössten Werth hat, überwiegt sie über den Einfluss der ursprünglichen Vertheilung derart, dass sogar das magnetische Moment der mittleren Schicht grösser wird, als das jeder anderen. Das aus beiden Einflüssen resultirende magnetische Moment der Schichten mag den Ordinaten der über diese Schichten zur Abscissenaxe ox gezeichneten Curve entsprechen. — Anlangend die Vertheilung im Sinne der Querschichten, so mögen die zur Abscissenaxe oz aufgetragenen Ordinaten die Vertheilung im Durchschnitt der letzten Querschicht mit der Ebene der Zeichnung andeuten. In dem Maasse, als das Moment einer Schicht grösser wird, dringt die Vertheilung nach dem Centrum der Querschicht vor, es wird also für die mittlere Querschicht a das Symbol der Vertheilung dasselbe sein wie für oz, nur mit dem Unterschied, dass der Zwischenraum zwischen den gleichwerthigen Ordinaten ein ungleich kleinerer ist. Einem kleineren Zwischenraum kommt ein geringerer Abstand des Maximumpunktes vom Querschnitt zu, d. i. desjenigen Punktes, bis zu welchem sich der befreundete Pol S annähern würde, wenn ersterer beweglich, letzterer fest wäre, oder bis zu welchem sich im vorliegenden Fall der Querschnitt dem Pol S wirklich anzunähern strebt, da hier der Querschnitt beweglich, der Pol fest ist. Sonach haben wir uns zwischen a und S oder a und N eine Reihe solcher Maximumpunkte zu denken, derart, dass die von ihnen ausgehenden und den befreundeten Pol anziehenden Kräfte immer grösser sind, je näher die Punkte an a liegen. Da aber sonach die Orte der grössten Anziehung im Innern des Körpers $oxuz$ liegen, so wird derselbe nicht allein in der hier vorausgesetzten Richtung zwischen N und S beharren, sondern er wird sich sogar bei stärkerer erregender Kraft dem zufällig näheren Pole N oder S in seiner ganzen Masse annähern.

2. Der sauerstoffmagnetische Zustand würde dann stattfinden, wenn die kleinsten Theilchen der betreffenden Körper so weit von einander abstehen,

dass ihre wechselseitige magnetisirende Einwirkung verschwindet. Das würde beim gewöhnlichen Sauerstoff der Fall sein, für welchen oben wahrscheinlich gemacht wurde, dass seine Atomzahl höchstens $^1/_2$ beträgt. Das gilt auch für Stickoxydgas, indem sich bei dessen Entstehung je 1 Theilchen des einatomigen Sauerstoffs zu einem Theilchen des ebenfalls einatomigen Stickstoffes lagert, sodass in dem Raum, in welchem zwei Atome Wasserstoff enthalten sein würden, nur ein Atom Stickoxyd enthalten ist. Bedeutet in *Fig. 417* $uxoz$ einen zwischen den erregenden Magnetpolen N und S befindlichen sauerstoffmagnetischen Körper, und wird vorausgesetzt, dass seine kleinsten Theilchen dieselbe normale Polarität annehmen, wie die des Eisens im vorigen Fall, so bleibt das Verhalten gegenüber der ursprünglichen Erregung hier dasselbe wie dort, wogegen das, was dort über die Molekularvertheilung gesagt wurde, in Wegfall kommt. Die Vertheilung in axialer Richtung ist hier ohne Consequenzen, sie mag sich für die einzelnen Schichten verhalten wie die über dieselben verzeichneten Ordinaten der auf der Abscissenaxe ox befindlichen Curve. — Ein Wegfall der Molekularvertheilung bedingt ferner hinsichtlich einer jeden Querschicht ein über dieselbe gleichmässig vertheiltes Moment. Dieses darf also für den Durchschnitt der äussersten Querschicht mit der Ebene der Zeichnung durch die gleich grossen Ordinaten auf der Abscissenaxe oz dargestellt werden, und würde sich für eine weiter nach c liegende Querschicht höchstens durch kürzere Ordinaten unterscheiden. Eine gleichmässige Verbreitung der Magnetkraft über eine Querschicht bedingt nun, dass der Maximumpunkt in der Querschicht selbst liegt. Daraus geht aber hervor, dass jede Querschicht, also auch der ganze sauerstoffmagnetische Körper sich in ganzer Masse bis zur Berührung dem nächsten befreundeten Magnetpol anzunähern strebt, was mit der Erfahrung übereinstimmt.

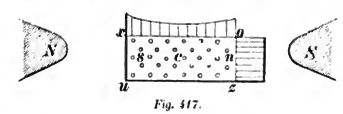


Fig. 417.

Würde der für das Eisen nachgewiesene Umstand, dass mit zunehmender erregender Kraft nicht sowohl das der magnetischen Elemente vergrössert wird, sondern nur eine grössere Anzahl von Elementen an der magnetischen Vertheilung participiren, auch für den Sauerstoff und für andere Substanzen maassgebend sein: so müssten, den übrigen Voraussetzungen gemäss, alle Theilchen des Körpers $uxoz$ ein gleichgrosses Moment haben. Sonach müsste auch die die axiale Vertheilung bezeichnende Curve eine parallel zu ox verlaufende Grade sein. Dagegen tritt aber die in der Figur angedeutete Vertheilung nach axialer und äquatorialer Richtung in Wahrheit ein, wenn der zwischen den Polen N und S aufgestellte Körper z. B. aus kleinen Eisenstückchen besteht, die durch indifferente Substanzen, wie Wachs u. s. w., in einem so grossen Abstand von einander erhalten werden, dass ihre Wechselwirkung vernachlässigt werden kann, während jedes für sich als ein besonderer kleiner Magnet zu betrachten ist. Bekanntlich stellen sich auch so beschaffene Körper axial im magnetischen Felde. — Ferner ist es denkbar, dass schwach parmagnetische Körper von beträchtlicher Längsausdehnung, zwischen sehr starke Pole gebracht, an ihren Enden den magnetischen Sättigungszustand erreicht haben, während ihre mittleren Schichten noch um eine beträchtliche Grösse davon abstehen. Sie unterfallen dann ebenfalls dem Schema der *Fig. 417* und stellen sich axial. Hierher gehören Versuche Matteucci's [20], infolge deren Eisensalzlösungen, in 8 bis 10 Centimeter langen Federkielen oder Glasröhren eingeschlossen, zwischen starken Magnetpolen aufgehangen, sich über der ganzen dem Nordpol zugewandten Hälfte nordpolar, über der ganzen dem Südpol zugewandten aber südpolar verhielten und nur an ihren Enden die zu den benachbarten erregenden Polen befreun-

dete Polarität zeigten. Sie verhielten sich wie eine durch *Fig. 60* auf Seite 86 dargestellte Spirale und nahmen gleich dieser eine axiale Lage im Magnetfeld.

3. Der wismuthmagnetische Zustand wäre der Uebergang zwischen dem magnetischen Zustand des Eisens und des Sauerstoffs. Die kleinsten Theilchen der ihm zuzuweisenden Körper liegen so weit entfernt voneinander, dass sie nur noch eine geringe, sie liegen aber noch immer so nahe aneinander, dass sie dennoch eine sehr merkliche magnetische Molekularwirkung aufeinander ausüben. Die Atomzahlen dieser Körper betragen nach der obigen Tabelle zwischen 1513 und 246. Wegen der geringen Molekularwirkung kann die gesammte magnetische Erregung, welche diese Körper erfahren, überhaupt nur schwach ausfallen, und wird vorzugsweise herrühren von der ursprünglichen Erregung. Bedeutet nun in *Fig. 418* $uxoz$ einen solchen Körper von länglicher Form und sind wiederum S und N die erregenden Pole, so werden infolge dessen die magnetischen Momente der einzelnen Schichten von den Enden nach der Mitte hin abnehmen, etwa nach Maassgabe der Ordinaten der über ox als Abscissenaxe gezeichneten Curve. In §. 47, N. II, S. 686 wurde aber gezeigt, dass, wenn die magnetischen Momente der Querschichten eines Stabes von dessen Enden nach der Mitte abnehmen, trotz einer normalen Polarität der kleinsten Theilchen sich nichts destoweniger eine entgegengesetzte ideale Vertheilung geltend macht. Sonach muss über der ganzen Hälfte boz, welche dem erregenden Südpol zugewandt ist, freier Südmagnetismus, und über der ganzen Hälfte bux, welche dem erregenden Nordpol zugewandt ist, freier Nordmagnetismus ausgebreitet sein. Nur die Endflächen zeigen normalen freien Magnetismus. Es kehrt also oz dem erregenden Südpol S die befreundete Nordseite zu, und ux kehrt dem erregenden Nordpol N die befreundete Südseite zu. Setzen wir nun voraus, dass die Molekularwirkung in den diamagnetischen Körpern immer noch stark genug ist, um ein tieferes Eindringen des Magnetismus in das Innere zu hindern, dass also seine Vertheilung über die letzte Querschicht den auf oz errichteten Ordinaten entspricht, so kommt das in N. VIII Erwiesene zur Anwendung, nämlich, dass die äussersten Querschichten vor den nahen erregenden Polen zurückweichen. Dazu kommt, dass das Verhalten der äussersten Querschichten maassgebend ist für das Verhalten des ganzen Körpers $uxoz$, denn die von diesen auf die Pole N und S zurückwirkende Kraft ist ja grösser als die von irgend einer anderen Querschicht herrührenden. Somit weicht auch der ganze Körper vor einem nahen erregenden Pole zurück, und ist ihm blos eine Drehung um seine Mitte b erlaubt, so stellt er sich zu N und S äquatorial und weicht dann nur um so stärker zurück, weil jetzt die breitere Längsfläche einen grösseren Abstand des Maximumpunktes bedingt.



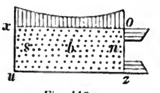




Fig. 418.

X. Das magnetische Verhalten solcher Körper, welche nach verschiedenen Richtungen eine verschiedene Dichtigkeit besitzen, die Magnekrystallkraft, lässt sich nach dieser Anschauung leichter erklären, als nach jeder anderen. Die in §. 45, N. VII, auf S. 645 angeführten Versuche von Knoblauch und Tyndall, sowie von Tyndall allein zeigen unzweideutig, dass das vorherrschende axiale oder äquatoriale Einstellungsvermögen der Axen paramagnetischer oder diamagnetischer Krystalle im innigsten Zusammenhang steht mit der grösseren oder geringeren Annäherung der kleinsten Theilchen nach gewissen Richtungen. Wenn aber Tyndall [21] die Untersuchungsergebnisse in dem Satz verallgemeinert: „die überwiegende Anziehung und Zurückstossung der Masse in einer besonderen Richtung beruht auf

der Thatsache, dass in dieser Richtung die materiellen Theilchen enger aneinander liegen, als in den anderen Richtungen; die geäusserte Kraft ist anziehend oder abstossend, je nachdem die Theilchen paramagnetisch oder diamagnetisch sind; dieses Gesetz ist auf die Materie allgemein anwendbar, die bei Krystallen im magnetischen Feld vorkommenden Erscheinungen sind nur besondere Fälle dieses allgemeinen Gesetzes": so dürfte das leicht zu Missverständnissen führen. Das Gesetz ist nämlich aus den künstlichen Nachahmungen der Krystallpolarität erschlossen, indem feine Pulver der verschiedensten Substanzen, theils trocken, theils mit einem Bindemittel versehen, nach einer Richtung hin mechanisch zusammengepresst wurden. Für diese Zusammenpressungsrichtung stellte sich allerdings jenes Gesetz heraus. In anderen, ebenfalls oben angeführten Fällen wurden massive Körper nach einer Richtung, sogar krystallisirtes Wismuth nach der Richtung seiner Magnetkrystallaxe um ein Bedeutendes zusammengepresst, und auch hier bewahrheitete sich das Gesetz. Dennoch dürfen wir daraus nicht schliessen, dass z. B. diejenige Richtung, welche sich bei diamagnetischen Krystallen äquatorial stellt, dieselbe sei, in welcher die Massentheilchen dichter lägen, als in den darauf senkrechten. Dann müssten die Theilchen in den optisch negativen Krystallen, wie im Kalkspath, nach der Axenrichtung am dichtesten liegen, denn diese Richtung stellt sich vorzugsweise äquatorial. Dagegen sprechen aber die optischen Erscheinungen, die Lage der Spaltungsebenen, der verschiedene Glanz gewisser Kalkspathkrystalle nach verschiedenen Richtungen, leichtere mechanische Ritzbarkeit nach der Axe als nach anderen Richtungen u. s. f. Offenbar steht in den Krystallen die Richtung geringster Dichtigkeit senkrecht auf der Richtung der grössten Spaltbarkeit, oder wenn mehre gleichwerthige Spaltungsrichtungen vorhanden sind, dann ist die geringste Dichtigkeit die Resultirende aus allen Normalen auf denselben. Aus diesem Grunde sind in den Nummern II bis V des §. 45 die Spaltungsrichtungen der Krystalle besonders hervorgehoben worden. Ein Vergleich hiermit wird zeigen, dass jener allgemeine Ausspruch nicht überall zutrifft.

Wenn dagegen der oben geltend gemachte Zusammenhang zwischen dem allgemeinen magnetischen Verhalten der Körper und deren Atomdichtigkeit in Wahrheit stattfindet, so lässt sich jenes Gesetz in grösserer Allgemeinheit daraus herleiten, doch so, dass es auch die bisherigen Abweichungen umfasst. Würden wir im Stande sein, die Atome eines Eisenstückes mehr und mehr voneinander zu entfernen, bis endlich daraus ein Körper von der Atomdichtigkeit des Sauerstoffes entstände, so würde diese Masse von einem Magnetpol anfangs paramagnetisch angezogen, dann bei einem grössern Atomabstand diamagnetisch zurückgestossen und endlich beim grössten Atomabstand wiederum paramagnetisch angezogen werden. Bei einem gewissen Atomabstand muss aber dann die diamagnetische Abstossung ein Maximum erreichen, sodass dieselbe sowohl bei geringerem als bei grösserem Abstand, also sowohl bei einer Annäherung an den eisenmagnetischen als auch bei einer Annäherung an den sauerstoffmagnetischen Zustand kleiner ausfällt. Gesetzt nun, der hypothetische Körper wäre so weit aufgelockert, dass seine Atomdichtigkeit das Maximum des diamagnetischen Zustandes noch nicht erreicht habe, und er würde dann von einer Richtung her zusammengepresst, so muss er sich nach dieser Richtung weniger diamagnetisch zeigen, als nach den anderen, es wird sich also die Richtung der grösseren Dichtigkeit axial stellen. Wäre dagegen der hypothetische Körper so stark aufgelockert, dass seine Atomdichtigkeit das Maximum des diamagnetischen Zustandes schon überschritten hätte, und er würde dann nach einer Richtung zusammengepresst, so muss er sich jetzt nach dieser Richtung stärker diamagnetisch zeigen, als nach den anderen, es wird sich also jetzt die Richtung der grösseren Dichtigkeit äquatorial stellen.

Wie dieser hypothetische Körper verhält sich aber nach der Voraussetzung die Gesammtheit der Körper, indem dieselbe eine stetig abnehmende Reihe von mittleren Atomdichtigkeiten darbietet. Daraus ist zu folgern, dass die grössere sowohl als die geringere diamagnetische Abstossung eines Körpers nach einer bestimmten Richtung abhängen kann von der grösseren Dichtigkeit desselben nach dieser Richtung, dass aber die grössere Abstossung dann eintritt, wenn die mittlere Atomdichtigkeit des Körpers vom diamagnetischen Maximum nach der Sauerstoffseite abweicht, während die geringere Abstossung dann stattfindet, wenn die mittlere Atomdichtigkeit vom diamagnetischen Maximum auf der Eisenseite liegt. Mit ausführlicherer Berücksichtigung des Verhältnisses der axialen zur äquatorialen magnetischen Vertheilung liesse sich leicht auch das analoge Verhalten paramagnetischer Krystalle herleiten, doch mag es bei dem Bisherigen sein Bewenden haben.

XI. Gleich ihren Vorgängern ist aber auch diese Theorie bisher noch nicht im Stande gewesen, alle Erscheinungen zu erklären. Nach dieser Theorie würde sich der Querschnitt eines diamagnetischen Körpers im Wesentlichen verhalten wie der Querschnitt eines paramagnetischen Körpers. Beide Körper würden sich aber dadurch unterscheiden, dass im magnetischen Felde das Moment der Schichten des ersteren von den Enden nach der Mitte abnimmt, während das der Schichten des letzteren von den Enden nach der Mitte hin zunimmt. Würde man aber einen diamagnetischen Körper in der Mitte stärker erregen als an den Enden, etwa dadurch, dass man ihn in einer elektrodynamischen Spirale magnetisirt, so müsste er sich qualitativ nicht mehr von einem paramagnetischen Körper unterscheiden lassen. In N. III wurden jedoch die Nachweise darüber mitgetheilt, dass diese Folgerung nicht zutrifft. Ingleichen wurde der folgende Versuch von Tyndall [17] gegen dieselbe geltend gemacht. Es wurde ein Wismuthstab w in *Fig. 419* (S. 818) von $6\frac{1}{2}$ Zoll Länge und 0,4 Zoll Durchmesser mittelst Silberdräthen an einem Bügel und dieser hinwiederum an einem Faden so aufgehangen, dass er ungehindert in dem Hohlraum einer Kupferspirale r schwingen konnte, während er mit seinen Enden noch um ein Geringes aus derselben hervorragte. Die Spirale war 5 Zoll lang, bei 5 Zoll äusserem und $1\frac{1}{2}$ innerem Durchmesser, und der Drath war $\frac{1}{15}$ Zoll dick. Den hervorragenden Enden gegenüber und senkrecht zur Stabesrichtung waren die Eisenkerne von vier Elektromagneten $abcd$ gestellt, die einzeln oder irgend wie gepaart benutzt werden konnten. Die Spirale um den Wismuthstab wurde von einem andern Strom durchflossen, als die Spiralen der Elektromagnete, und beide waren mit gesonderten Commutatoren versehen. Wurde nun dem Strom in der mittleren Spirale eine gewisse Richtung, etwa die des Pfeiles bei r ertheilt, so konnten dann die hervorragenden Enden der Eisenkerne von a und b zu Nordpolen, von c und d zu Südpolen und umgekehrt gemacht werden. Stets wurde eine Bewegung des Wismuthstabes beobachtet, welche die entgegengesetzte Richtung von der hatte, die ein an seine Stelle gesetzter Eisenstab gehabt haben würde.

Noch weniger als dieser hat sich bisher der folgende von Plücker [22] herrührende Versuch mit der in Rede stehenden Theorie vereinigen lassen. Es waren zwei starke cylindrische Kupferdrathspiralen, durch welche sich gesonderte galvanische Ströme bewegen konnten, conaxial und in vertikaler Richtung über einander aufgestellt. In der untern Spirale stand ein Eisenkern, in der oberen schwebte ein Wismuthcylinder von 80^{mm} Länge und 15^{mm} Dicke, der an einem Ende eines Wagebalkens aufgehangen und durch Bleischrote an dessen anderem Ende äquilibrirt war. Ging nun der Strom zuerst durch die untere Spirale, z. B. so dass er das obere Ende des Eisenkernes zum Nordpol machte, so wurde dadurch der Wismuthcylinder gehoben, wurde aber durch Verminderung des Gegengewichtes wieder an seine

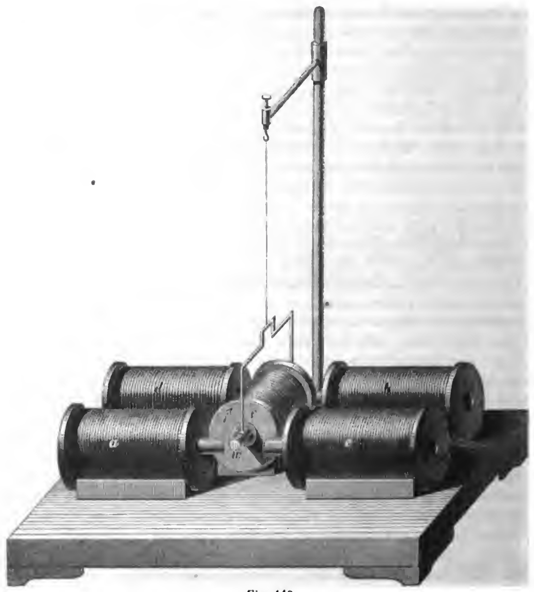


Fig. 419.

frühere Stelle zurückgebracht. Wurde hierauf auch die obere Spirale in Thätigkeit gebracht, und zwar durch einen dem unteren gleichgerichteten Strom, so wurde der Wismuthcylinder von neuem gehoben. War der letztere Strom dem des unteren Elektromagneten entgegengesetzt, so erfuhr der Wismuthcylinder eine Anziehung. Im Allgemeinen verhielt sich bei diesem Versuch das Wismuth qualitativ entgegengesetzt, als wenn statt seiner Eisen substituirt worden wäre. — Ich habe diese Versuche mit der grössten Sorgfalt wiederholt und dann sie dahin modificirt, dass ich die diamagnetischen Cylinder an einer äusserst empfindlichen Drehwage anbrachte, mittelst deren sie sich in einer feststehenden elektrodynamischen Spirale bewegen konnten, während ihnen die Spitze des Eisenkernes von einem Elektromagneten entgegengestellt war. Mochten nun diese Cylinder aus Wismuth oder aus Wachs oder aus Schwefel bestehen, es bestätigte sich stets auch hier der ursprünglich mit der gewöhnlichen Wage angestellte Versuch.

Aus alle dem geht nun hervor, dass auch diese Theorie ebenso wenig wie die vorher mitgetheilte eine vollständige Erklärung der diamagnetischen Probleme zu geben im Stande ist, dass es also noch gänzlich an einer erschöpfenden Theorie des Diamagnetismus fehlt.

Eine sehr übersichtliche Zusammenstellung der Theorien des Diamagnetismus findet sich in *A pannonhegyi szent benedek-rend esztergomi fö-gymnasiumának programmja az 1856—57 tanév régén kiadva Fereuczy Jakab igazgató által. Esztergomban.*

[1] Faraday. 21ste Reihe von Experimentaluntersuchungen über Elektricität. *Philos. Transact. for* 1846. pt. I. *Pogg. Ann. 70. 24 (1847) u. s. w.

[2] Hankel. *Pogg. Ann. 75. 110 (1848).
*Aus der Natur. Leipzig bei Abel. Bd. 4. S. 163.

[3] W. Weber. *Pogg. Ann. 73. 241 (1848).

[4] Faraday *23ste Reihe von Experimentaluntersuchungen über Elektricität. *Philos. Transact. for* 1850 pt. I. — *Pogg. Ann. B. 82. S. 75 u. 232 (1851).

[5] Verdet. **Ann. de chim. et de ph.* [3.] 31. 187 (1851). — Der pariser Akademie vorgelegt am 26. Aug. 1850. — Krönig's Journal für Physik des Auslandes. 1. 364. (1851). —

[6] Page. Sturgeon's *Ann. of El.* 1839. p. 489.

[7] Breguet. **Comptes rend.* 23. 1155.

[8] W. Weber. *Elektrodynamische Maassbestimmungen, insbesondere über Diamagnetismus. Aus den Abhandlungen der mathematisch-physikalischen Klasse der königlich sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften zu Leipzig. Bd. 1. S. 483. Leipzig 1852. — *Pogg. Ann. 87. 145 (1852) in Auszug.

[9] v. Feilitzsch. *Pogg. Ann. 92. 366 (1854).

[10] v. Quintus-Icilius. *Pogg. Ann. 96. 81. (1855).

[11] Tyndall. **Philos. Transact. for 1856* p. 237 u. v. a. O.

[12] Plücker. *Pogg. Ann. 91. 1 (1854). — Versammlung der britischen Naturforscher zu Hull 12. Sept. 1853.

[13] A. de la Rive. **Traité d'électricité théorique et appliquée.* T. 1. p. 557 (Paris 1854 chez Baillière). — **Arch. des scc. et nat.* [4.] 25. 105 (1854).

[14] v. Feilitzsch. *Pogg. Ann. 93. 248 (1854).

[15] Weber. Maassbestimmungen über Diamagnetismus (Citat N. 8). S. 551.

[16] Matteucci. **l'Institut* N. 986 (24. Nov. 1852). — **Silliman Am. Journ.* [2.] N. 43 (23. Jan. 1853). — *British Association 22th meeting at Belfast.* — **Comptes rend.* 36. 740 (25. Avr. 1853). — Ausführlicher in *l'Institut* N. 1016 (22. Juni 1853). — **Arch. des scc. phys. et nat.* Mai 1853. p. 39.

[17] Tyndall. **Philos. Transact. for 1855.* p. 39.

[18] v. Feilitzsch. *Pogg. Ann. 87. 448 (1852).

[19] Brugmans. *Philosophische Versuche über die magnetische Materie, übersetzt von Eschenbach. Leipzig 1781. S. 292.

[20] Matteucci. **Comptes rend.* 36. 917 (1853).

[21] Tyndall. *British Association, XXV. meeting Jul. 1851.* **L'Institut* N. 920. — **Philos. Mag.* [4.] 2. 165 (Sept. 1851). — *Pogg. Ann. 83. 384 (1851). — **L'Institut* N. 946 (18 Févr. 1852).

[22] Plücker. *Pogg. Ann. 86. 1 (1852).

Nachschrift.

Ich schliesse diesen Band mit der Befriedigung, eine alte Schuld endlich abgetragen zu haben. Das Material lag mit Ausnahme des fünften Abschnittes bis zur Schlussredaction bereit, als ich dem Wunsche des Herrn Verlegers nachgab und den Druck beginnen liess. Ich durfte sonach hoffen, denselben nicht wieder unterbrechen zu müssen. Aber schwere Erlebnisse hatten eine jahrelange Unfähigkeit zu jeder dauernden geistigen Anspannung im Gefolge. — Als endlich die Kräfte wiederkehrten und das Begonnene wieder aufgenommen werden konnte, hatte die im raschen Fluss befindliche Disciplin nicht unerhebliche Fortschritte gemacht, und es handelte sich nun darum, entweder von dem früheren Plane abzugehen und die Untersuchungen bis zum neuesten Datum

zu verfolgen, oder den alten Plan beizubehalten und durch spätere Zusätze das Fehlende zu ergänzen. Der von der Redaction der „Encyklopädie der Physik“ ausgesprochene Wunsch, als nächstes Ziel der Bearbeitung den Stand der Forschungen in der Mitte des vorigen Jahrzehnts festzuhalten, sowie der noch wichtigere Umstand, dass eine entsprechende Erweiterung der schon veröffentlichten Abtheilungen im ersten Fall abgeschnitten war, endlich die Möglichkeit, einige Lücken in den älteren Untersuchungen auszufüllen, die sich trotz der angewandten Sorgfalt dennoch eingeschlichen haben, veranlassten die Entscheidung für die zweite Alternative.

Sollte es von dem betheiligten Publikum anerkannt werden, dass ich bei Bearbeitung dieses Buches die Schwierigkeiten des Gegenstandes nicht vermieden, sondern vielmehr aufgesucht habe, so würde ich darin allein einen reichen Lohn für die Mühen finden, die ich darauf verwandte.

Dr. v. Feilitzsch.

Namen- und Sachregister.

(Die Ziffern bedeuten die Seitenzahlen.)

A.

B.

C.

D.

E.

F.

G.

H.

I und J.

K.

L.

M.

N.

O.

P.

Q.

R.

S.

T.

U.

V.

W.

Y.

Z.

Berichtigungen.

S. 3 Z. 5 v. u. Aërolithe statt Aerolithe
S. 4 Z. 14 v. o. sie statt die letztere
S. 28 Z. 7 v. u. na' statt $n'a'$
S. 45 Z. 9 v. o. $\pm\sqrt{x}\sqrt{x+a}$ statt $\pm x\sqrt{x+a}$
S. 104 Z. 3 v. u. $\sqrt{2}\cdot\sin\frac{1}{2}\alpha$ statt $\sin\frac{1}{2}\alpha$
S. 136 Z. 12 v. u. Hankel statt Hanckel
S. 206 Z. 19 u. 20 v. u. Stromleiter statt Ströme
S. 214 Z. 13 v. o. $e_i o_i$ statt $e o_i$
S. 216 in *Fig. 115* sowie
S. 221 in *Fig. 121* ist den Pfeilen bei mm_i, me und $m_i e_i$ die entgegengesetzte Richtung beizulegen
S. 217 Z. 16 v. o. Zerlegung statt Zerlegungen
S. 220 Z. 16 u. 18 v. u. kl statt ab
S. 222 Z. 9 v. u. em' statt cm_i
S. 229 Z. 20 v. o. und von ds statt und in ds
S. 229 Z. 13 v. u. sich statt dich
S. 238 Z. 2 v. u. Zuwachs von l_i statt Zuwachs l_i
S. 251 Z. 10 v. u. $ii'\,ds\,ds'\,\frac{\cos\varepsilon-\frac{3}{2}\cos\alpha\cos\beta}{r^2}$ statt $ii'\,ds\,ds'\,\frac{\cos\varepsilon+\frac{3}{2}\cos\alpha\cos\beta}{r^2}$
S. 278 Z. 1 v. o. $\sqrt{x'^2+y'^2+z'^2}$ statt $\sqrt{x^2+y^2+z^2}$
S. 299 Z. 9 v. o. $-\frac{\mu\,dv'}{r'^3}$ statt $-\frac{\mu\,dv'}{r^3}$
S. 299 Z. 1 v. u. $=\mu\sin\Theta\,d\Theta$. statt $-\sin\Theta\,d\Theta$.
S. 300 Z. 6 v. o. $=\mu(\sin\Theta\,d\Theta$ statt $=\mu(\cos\Theta\,d\Theta$
S. 329 Z. 4 v. u. } v. Kramer statt v. Cramer
S. 331 Z. 13 v. u. }
S. 350 Z. 5 v. u. *for 1851.* statt *for 1830.*
S. 354 Z. 25 und 26 v. o. welcher in der Richtung statt welcher der Richtung entgegen
S. 364 Z. 24 v. u. -klemmen statt -klammern
S. 405 Z. 3 v. u. Woolrich statt Woolwich
S. 422 Z. 18 v. o. [1111 · 1112]. statt (1111 · 1112).
S. 437 Z. 16 v. u. schwächere statt stärkere
S. 442 Z. 3 v. u. ein rascherer statt ein stärkerer
S. 453 Z. 3 v. u. inducirte statt inducirende
S. 482 Z. 21 v. u. Umlauf statt Kreislauf
S. 497 Z. 20 v. o. $(ds\cdot ds')$ statt $(ds\cdot ds)$
S. 497 Z. 21 v. o. Stromelemente statt Ströme
S. 553 Z. 7 v. o. Paraffin statt Paraphin
S. 559 {Z. 14, Z. 22} v. o. paramagnetisch statt diamagnetisch
S. 584 Z. 16 v. u. Milligrammen statt Millimetern
S. 647 Z. 4 v. u. (S. 648) statt (S. 348)
S. 669 Z. 8 v. o. $\frac{l}{rm+1}$ statt $\frac{a}{rm+1}$
S. 807 Z. 18 v. u. Durchmesser statt Durch-
S. 812 Zur Berechnung der Zahlen in der letzten Columne der Tabelle müssten genau genommen statt der Skalentheile s die Tangenten der Nadelausschläge genommen werden. Doch ist leicht zu sehen, dass dadurch Zahlen erhalten werden, welche den aufgeführten fast genau proportional sind und somit das Endergebniss nicht beeinträchtigen.

Druck von F. A. Brockhaus in Leipzig.

VII

4 cm

4 cm

Encyklopädie der

Taf. 2.

VI

X

III

II

I

-0.6

-2

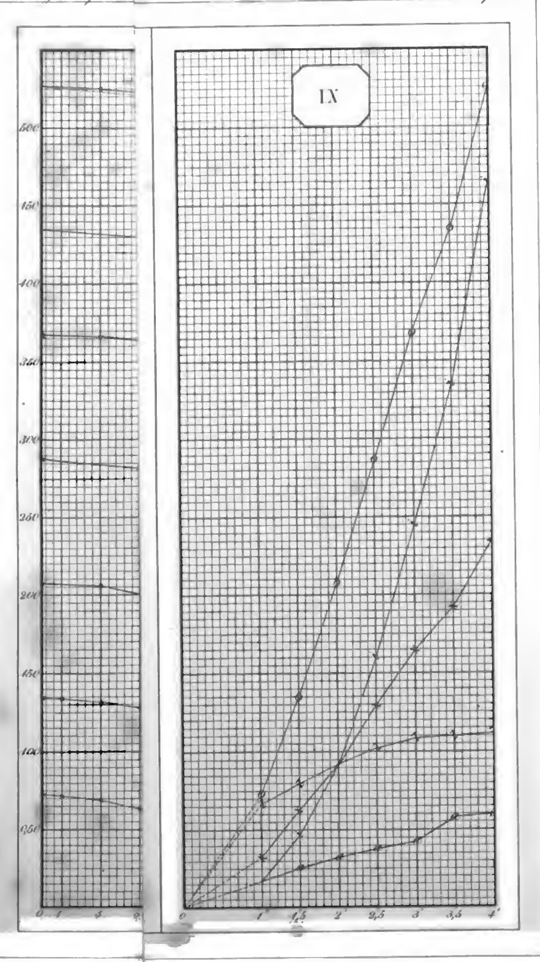
-1

0

+1

+2

2000


IX
500
450
400
350
300
250
200
150
100
050
0 1 2
0
1
1,5
2
2,5
3
3,5
4

